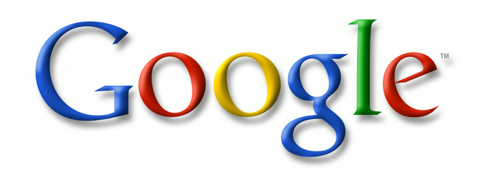


This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at http://books.google.com/



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

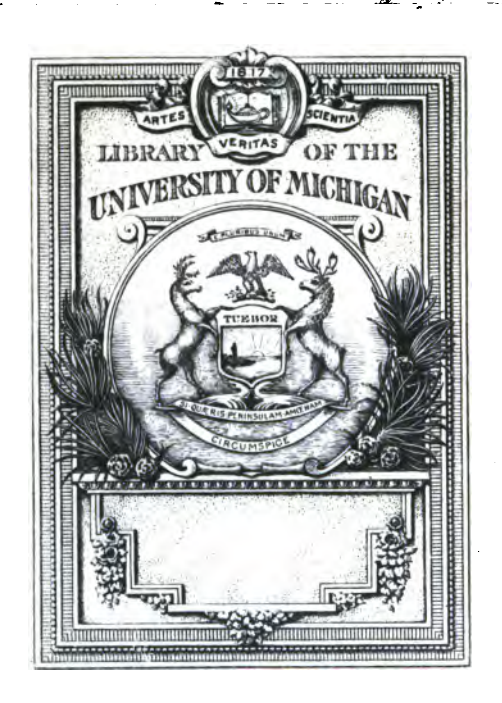
Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

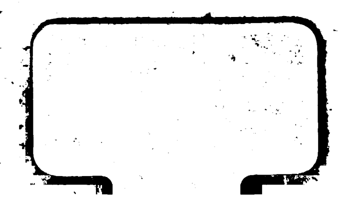
+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

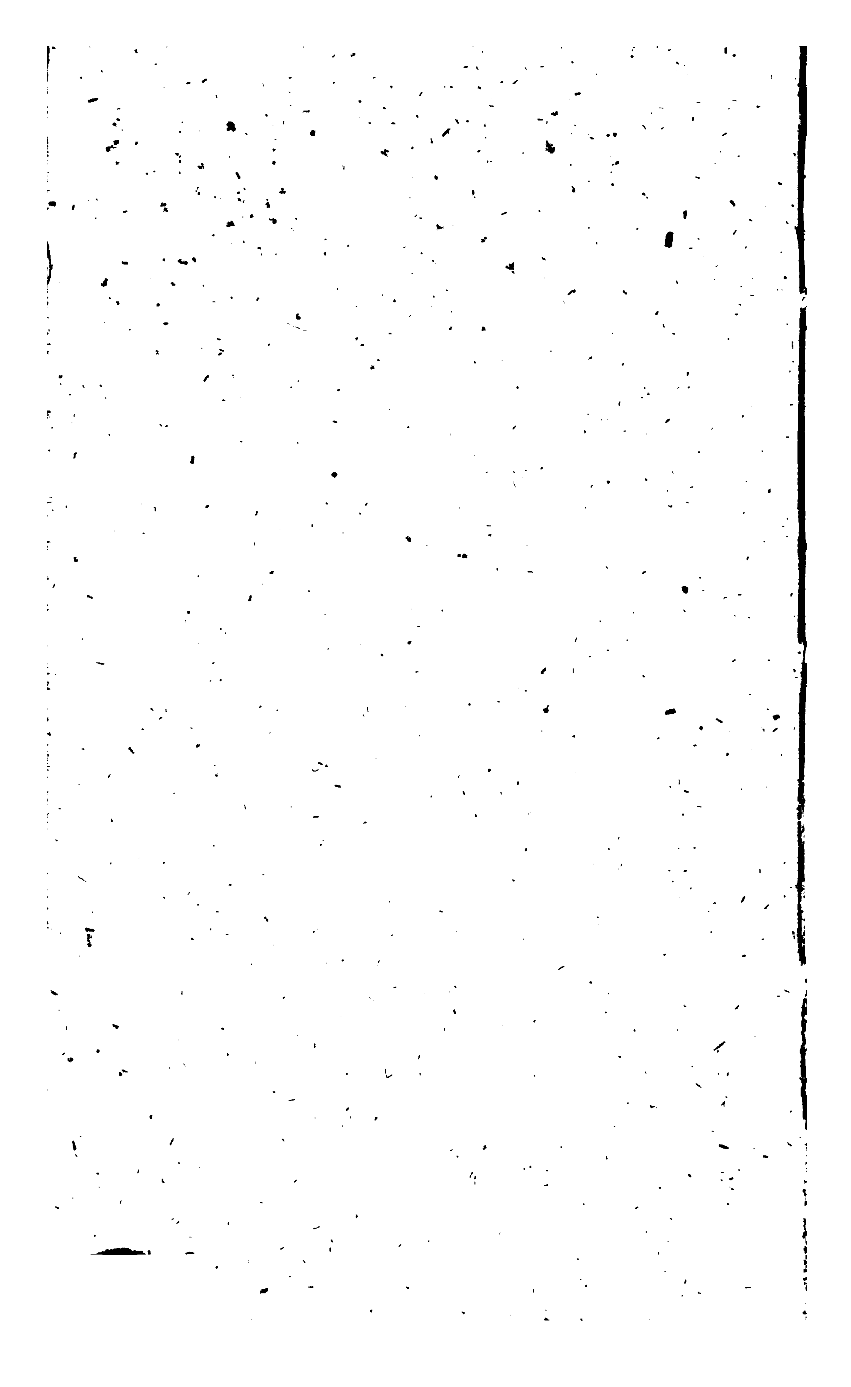
Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

247


1817
ARTES
VERITAS
SCIENTIA
LIBRARY OF THE
UNIVERSITY OF MICHIGAN
TUEBOR
SI QUÆRIS PENINSULAM AMŒNAM
CIRCUMSPICE



Seibeck
QC
253
.L29



Physisch-Mathematische

Abhandlung

über

Gegenstände der Wärmelehre,

welche

mit der Ausübung in der nächsten Verbindung stehen,

von

Karl Christian von Langsdorf

Königl. Preuß. Rath, der Weltweisheit Doktor; der Königl. Schwedischen, Hochfürstl. Heßischen patriot. Gesells. der Kurfürstl. Mainz. Akad. nützlicher Wissenschaften zu Erfurt, der Kurfürstl. Pfalz-Bairischen phys. ökon. Gesellschaft zu Heidelberg, der physik. Societät zu Lausanne und der Holländischen Societät der Wissenschaften zu Harlem Mitglied.

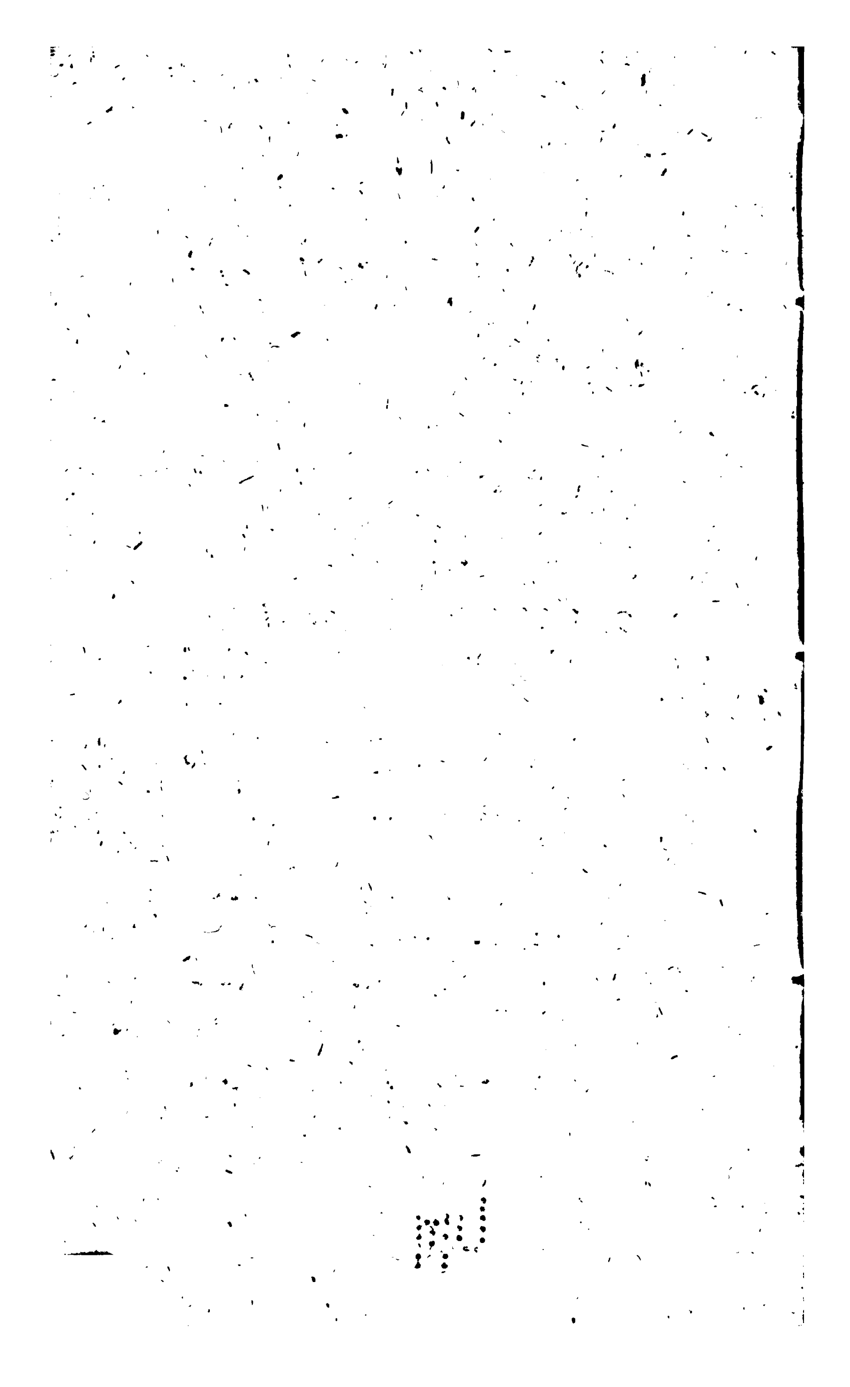
Mit Einem Kupfer.

Marburg,

in der Neuen Academischen Buchhandlung.

1796.

A



Hist of Sci
Gottschalk
4-28-36
32165

Sr. Hochfreiherrlichen Excellenz

Herrn

Friedrich Anton

Reichsfreiherrn von Heinitz

Königl. Preuß. Geheimden Staats- und Kriegsminister; Vicepräsident und dirigirenden Minister bei dem General-Ober-Finanz-Kriegs- und Domänen-Direktorium, Ritter des schwarzen und rothen Adler-Ordens, auch Amtshauptmann zu Ravensberg, Erbherrn auf Droschtau, Chef des Departements von Cleve, Meurs, Ostfriesland, Mark, Geldern, Minden, Ravensberg, Tecklenburg und Lingen, desgleichen des Bergwerks- und Hüttendepartements, wie auch sämmtlicher Salz- und Münz- auch Porcellain-Manufaktursachen in allen königlichen Provinzen, Curatorn der Akademie der Künste 2c.

2-24-40 Webb

Seinem gnädigen Herrn

widmet

diese pyrometrische Untersuchungen

als

ein Denkmal

seiner tiefen Ehrfurcht

in Unterthänigkeit

der Verfasser.

Vorerinnerung.

Ich gerieth bei dieser Schrift, so oft ich meinen verehrungswürdigen Freunden v. Humbold, Mayer und Gren widersprechen mußte, in Verlegenheit. Aber für iede Mischung von Irrthum und Wahrheit ist Widerspruch das sicherste Scheidungsmittel, gesetzt auch, daß dieses selbsten wieder durch beygemischten Irrthum etwas geschwächt seyn sollte. Ueberdas sind die Verdienste meiner Freunde so weit umfassend und so allgemein entschieden, daß sie gar nichts dabei verliehren können, wenn auch, wo ich in diesen Blättern von ihnen abweiche, meine Meynung die richtige seyn sollte. Uebrigens habe ich über den Zweck dieser Schrift nicht viel zu sagen; Titel und Inhalt geben ihn hinlänglich zu erkennen. Wer überall neu seyn will, läuft Gefahr, überall zu irren. Man darf also nicht glauben, daß ich mir Neuheit zum alleinigen oder auch nur zum

Hauptgesetz bei dieser Abhandlung gemacht habe. Ich habe mich im Gegentheil sehr gehütet, neue Hypothesen aufzustellen, oder gar darauf zu bauen; auch alle leere Spekulationen habe ich vermieden, und bin nach meinen Kräften dem Hauptzweck getreu geblieben, denen, die sich nicht mit der Naturlehre in ihrem ganzen Umfange beschäftigen, eine Schrift in die Hände zu geben, worin sie die Wärmelehre, in so weit sie für das bürgerliche Leben von unmittelbarem Nutzen ist, im Zusammenhang vorgetragen finden. Meine eigentliche Absicht war dabei, auch hierin etwas zur Bildung gründlicherer Salinisten beizutragen, und nach diesen eingeschränktern Plan muß ich diese Blätter zu beurtheilen bitten. Ich hoffe, daß keiner meiner Leser, die auf ihre Durchlesung verwendeten Stunden, unter die verlohrnen zu zählen Ursache haben wird; vorzüglich wünsche ich dieses Männern, deren öffentliches Urtheil für die Stimme des Publikums gilt. Gerabronn im Königl. Preuß. Fürstenthum Ansbach den 20sten März 1796.

K. C. Langsdorf.

Inhalt.

Inhalt.

Erstes Kapitel.

Allgemeine Eigenschaft der Wärme und des Wärmestoffs.

§. 1. Den Begriff von Wärme erhalten wir durch das Gefühl.

§. 2. Ihre Wirkung äusert sich durch das Bestreben nach Ausdehnung.

§. 3. Wärme wird hier nicht von Schwingungen der Körpertheilchen hergeleitet, sondern von einem besondern Wärmestoff. Hrn. Werners Erinnerung dagegen, die er vom Reiben hernimmt, wird gehoben. Hrn. H. Mayers Erklärung der vom Reiben entstehenden Wärme ist nicht befriedigend. Hrn. Pickrets Versuche hierüber.

Zweites Kapitel.

Mittel, bestimmte Wärmegrade anzugeben.

§. 4. Flüßige Körper sind hierzu vorzüglich geschickt.

§. 5. Begriff von Temperatur der Körper.

§. 6. Begriff von Thermometer.

§. 7. Drebbels Luftthermometer.

§. 8. Verhältnisse der Ausdehnungen beim Luftthermometer.

§. 9. Bequemere Einrichtung des Drebbelschen Thermometers.

§. 10 — 12. Berechnungen zum Gebrauch des Drebbelschen Thermomet.

§. 13. Das Amontonsche Luftthermometer.

§. 14 — 17. Berechnungen zum Gebrauch des Amontonschen Thermometers.

§. 18 — 19. Verfertigung des Amontonschen Thermometers mit Lambertscher Skale.

§. 20. Ausdehnung der Luft beim Wärmegrad des weisglühenden Eisens. Ihre Ausdehnung von der absoluten Kälte bis zum natürlichen Gefrierpunkt.

§. 21. Das Bernoullische Luftthermometer.

§. 22. Veranlassung zur Erfindung anderer Thermometer.

§. 23. Das Fahrenheitsche Therm. Versuch der Hrn. Braun, Aepinus, Lamonosow ꝛc. wobei Quecksilber gefror und sich hämmern lies.

§. 24.

§. 24. Vorschrift einiger Deputirten der Königl. Societät d. W. zu London zur Verfertigung genau übereinstimmender Thermometer.

§. 25. Das de Lislesche Thermom.

§. 26. Das Celsiussche Thermom.

§. 27. Verhältniß der Thermometergrade aller vorerwähnten Thermom.

§. 28. Herrn de Lücs Beobachtungen des Fortgangs der Thermometergrade mit wahren Wärmegraden. Des Hrn. Lavoisier Meinung über die Anzahl der Grade von der absoluten Kälte bis zum natürlichen Gefrierpunkt, welche hier ein für allemal = W gesetzt wird.

§. 29. Das Reaumürsche Weingeistthermometer.

§. 30 — 34. Berechnungen zur Vergleichung dieses Weingeistthermometers mit einem Quecksilberthermometer, das die Reaumürsche Skale führt.

§. 35. Die hier gefundene Formel entspricht dem Gesetz der Natur sehr genau.

§. 36 — 44. Formeln zur Vergleichung der erwähnten verschiedenen Arten von Thermometer.

§. 45. Ein Verzeichniß der Temperaturen, wobei sich bestimmte Materien in einem bestimmten Zustand befinden.

Drittes Kapitel.

Von den Wirkungen der Schwere auf den Wärmestoff.

§. 46 — 49. Man könnte sich allerdings den Fall gedenken, daß nicht alle körperliche Theilchen von

der Schwere afficirt würden, und doch die Beschleunigung so erfolgte, als wenn die Schwere in alle Theilchen wirkte.

§. 50. Aber es müßte die Gewalt bewegter Körper doch allemal ihrer Masse proportional seyn.

§. 51. Hrn. Grens Theorie von Verkalchung der Metalle führt in der Anwendung auf einen gegen die Erfahrung streitenden Satz, und beweist also nicht, daß der Wärmestoff der Schwere nicht unterworfen sey.

§. 52. Die von Hrn. Gren angeführte gradlinichte Strahlung der freien Wärme kann eben so wenig den vorstehenden Satz beweisen.

§. 53. Man hat keinen Grund, den Wärmestoff von dem allgemeinen Gesetz der Schwere auszunehmen.

§. 54. Dennoch kann aus andern Gründen ein Körper desto leichter durch die Wage befunden werden, je wärmer er ist.

Viertes Kapitel.

Vom Einfluß der Expansivkraft des Wärmestoffs auf Form und Temperatur der Körper.

§. 55. Der Wärmestoff hat eine Expansivkraft und ist eine diskrete Flüßigkeit.

§. 56. Verschiedene Materien von verschiedenen Temperaturen treten bei ihrer Berührung nach und nach in gleiche Temperatur, können aber nach eingetretener Gleichheit eine sehr verschiedene Menge von Wärmetheilen enthalten.

§. 57. Wirkung der Attraktionskraft der Theilchen eines Körpers auf die Wärmetheilchen, und ihr Einfluß auf Temperatur.

§. 58. Nach hergestellter Gleichheit der Temperaturen angrenzender Körper gehen aus keinem weiter fort Wärmetheile in den andern über. Hr. Gren verwirft diese Behauptung Hrn. Mayers, die aber hier gegen Hrn. Gren gerechtfertiget wird.

§. 59. Aus der Vergleichung mit dem Lichte kann kein Beweis für Hrn. Grens Behauptung hergenommen werden.

§. 50. Formänderung erhitzter Materien. Unmerkbare,

§. 61. verborgene, gebundene, fixirte Wärmematerie.

§. 62. Die Thermometer zeigen nur freie Expansivkraft der Wärmetheile, freie Wärme.

§. 63. Temperaturänderung bei Umformungen d. Materie.

§. 64. Wie die Verhältniß der specifischen Expansiv-
§. 65. kraft, der specifischen Wärme bestimmt wird.

§. 66 — 68. Temperaturänderung bei Mischungen.

Fünftes Kapitel.

Von der Dichtigkeit der Wärmetheilchen in bestimmten Räumen.

§. 69. Allgemeiner Begriff.

§. 70. Die Summe der Zwischenräumchen verschiedener Massen von gleichem Gewicht verhält sich umgekehrt wie die specifische Schwere dieser Massen.

§. 71 — 75. Berechnungen über Dichtigkeit und specifische Expansivkraft der Wärmetheilchen.

§. 76

§. 76 — 77. Unterschied zwischen gebundenen Wärmetheilen und Wärmetheilen von geschwächter Expansivkraft.

§. 78. Die Menge freier Wärmetheile macht es zweifelhaft, ob bei chemischen Verbindungen, wobei plötzlich sehr erhöhte Temperatur eintritt, überhaupt Befreiung vorhin gebunden gewesener Wärmetheile anzunehmen nöthig sey.

§. 79. Temperatur vermischter Massen.

§. 80. Erläuterung durch Anwendung auf einen von Hrn. Gadolin angestellten Versuch.

§. 81. Die vorstehende Anwendung läßt den Satz (78) ungewiß.

§. 82 — 83. Gebrauch dieser Sätze zur Bestimmung des Werths von W (§. 28.)

§. 84 — 85. Noch eine Formel für die Temperatur einer Mischung.

§. 86. Gebrauch vorstehender Formel zur Bestimmung des Werths von W (§. 28.)

§. 87. Allgemeinere Formel für das Gleichgewicht der Temperaturen. Begriff von Kapacität der Körper.

Sechstes Kapitel.

Gesetze der Bewegung des Wärmestoffs, und davon abhängende Erwärmung und Erkältung.

§. 88. Zweck dieses Kapitels.

§. 89. Hrn. Pickters Versuche über Geschwindigkeit und Reflexion der Wärmetheilchen.

§. 90. Die von einem in der Luft befindlichen warmen Körper ausfahrenden Wärmetheilchen bringen die ihn umgebenden nach einander folgenden Luftschichten sehr schnell in einen Zustand, wobei die Dichtigkeit der Wärmetheilchen nach dem Gesetz der Stetigkeit abnimmt, und in gewisser Entfernung vom Körper die Wärmetheilchen schon keine merkliche Uebermacht mehr haben, um aus einer Luftschichte in die nächstfolgende überzugehen, weil sich die Verhältniß der Temperaturen der auf einander folgenden Luftschichten sehr schnell der Verhältniß der Gleichheit nähert.

§. 91 — 92. Hieraus erfolgt die äuserst schnelle Abnahme der Geschwindigkeit, mit welcher nach der ersten Ausstrahlung aus dem warmen Körper fernerhin neue Wärmetheile den Körper verlassen. Die Ausflußgeschwindigkeit aus dem Körper in die Luft fällt sehr bald bis zu einer beinahe unmerkbaren Veränderlichkeit herab, wofern die des warmen Körpers unveränderlich ist. Eben das gilt auch von dichten beträchtlichen Massen, in die der warme Körper unmittelbar eingeschlossen ist, nur daß in solchen die Geschwindigkeit des Ausflusses nicht so schnell sich der unmerkbaren Veränderlichkeit oder dem Beharrungsstand nähert. Ist dieser auch bei dichten Massen z. B. in einer Masse von Blei eingetreten, so kann fernerhin die Geschwindigkeit des Wärmeausflusses aus dem eingeschlossenen warmen Körper kleiner seyn, als aus eben dem Körper, wenn er frei in der Luft hängt.

§. 93. Wie die Oberfläche eines eine erwärmte Masse umgebenden Körpers das Maximum ihrer Temperatur erreicht.

§. 94. Die Geschwindigkeit, mit welcher iedes Wärmetheilchen in iedem Augenblick aus einer Stelle in die nächst anliegende überzugehen strebt, ist dem Unterschied der Temperaturen der Räume, worin diese Stellen liegen, proportional.

§. 95. Eine allgemeine Formel für die Temperatur eines zur Abkühlung in die Luft gesetzten Körpers nach einer gegebenen Zeit, wenn seine anfängliche Temperatur und die der äusern Luft gegeben ist.

§. 96 — 97. Dergleichen Berechnungen, wenn der wärmende Körper in eine dichte Masse eingeschlossen ist.

§. 98. Diese Berechnungen sind aber nur in Fällen anwendbar, wo sich annehmen läßt, daß die Wärmematerie in iedem Augenblick in allen Räumchen der verschiedenen Massen d. h. sowohl in dem erwärmenden als in dem erwärmten Körper gleichförmig verbreitet sei, so daß der erwärmende Körper sowohl, als der erwärmte, ieder für sich durchaus einerlei Temperatur habe.

§. 99. Bequemere Einrichtung der Formel für Temperaturänderung oder Abkühlung eines der Luft ausgesetzten Körpers nach einer bestimmten Zeit, wenn die Temperatur der Luft unveränderlich ist.

§. 100. Die vorige Formel leidet eine Abänderung, wenn die Temperatur der Luft sich während der Abkühlung des warmen Körpers ändert.

§. 101.

§. 101. Nähere Bestimmung dieser Abänderung, worauf H. H. Mayer nicht gehörige Rücksicht genommen hat.

§. 102. Eine Vergleichung vorstehender Berechnungen mit Beobachtungen. Leztere entsprechen den ersten sehr genau.

§. 103. Formel für die Zeit, nach deren Verfluß ein Körper von bestimmter Temperatur bis zu einer bestimmten niedrigern herabfällt.

§. 104. Eine ähnliche Formel, aber allgemeiner.

§. 105. Allgemeines Gesez für die wärmeleitende Kraft der Körper.

§. 106. Das erwähnte Gesez sezt voraus, daß die Bedingungen dabei eintreten, auf welche es sich gründet. Richmanns Beobachtungen dienen zum Beispiel.

§. 107. Hrn. Grens Tafel für die specifische Wärme verschiedener Materien.

§. 108 — 109. Wie der Ausdruck für die wärmeleitende Kraft flüßiger Massen durch die Wände des Gefäßes, worin sie sich befindet, abgeändert wird; nebst einer Anwendung.

§. 110. Hrn. H. Mayers hierüber angestellte Beobachtungen.

§. 111. Die Uebereinstimmung dieser Beobachtungen mit obigen Formeln beweist hier nichts.

§. 112. Die vorstehenden Berechnungen können umgekehrt dienen, aus der beobachteten Leitungskraft die spec. Wärme einer Materie zu bestimmen.

§. 113. Eine Tafel für die wärmeleitende Kraft, wie solche von einigen Schriftstellern angegeben worden ist.

§. 114. Stufen der wärmeleitenden Kräfte verschiedener Materien.

§. 115. Einige die Wärmeleitung betreffende Anmerkungen.

§. 116. Die bisherigen Formeln setzen voraus, daß alle Theile oder Räumchen des wärmeleitenden Körpers in iedem Augenblick durchaus gleiche Temperatur haben. Sie sind daher auf Körper von beträchtlichen Massen schlechterdings nicht anwendbar.

§. 117. Nützliche Anwendungen der bisherigen Lehre.

§. 118. Die Temperatur über der Erdoberfläche kann auf Massen, die etwas tief unter der Oberfläche in der Erde liegen, keinen beträchtlichen Einfluß haben.

§. 119. Unterschied zwischen wärmeleitender Kraft und wärmeraubender Kraft.

§. 120. Es ist ein besonderer Umstand, daß weder H. H. Mayer noch H. v. Humbold eine Anwendung dieser Berechnungen auf die Bestimmung der Leitungskraft der Luft gemacht haben. Sie ist nach obigen Formeln 205 mal so groß, als die des Bleies. Dennoch wird sie vom Hrn. von Humbold selbsten äusserst gering angegeben. Hier wird behauptet, daß die wärmeleitende Kraft der Luft in eben der Bedeutung und mit eben dem Recht = 473 gesetzt werden könne, mit welcher die des Bleies = 2,314 gesetzt wird. Nur nimmt die

die der Luft bei weitem schneller ab, als die des Bleies. Bei jener tritt der Wärmeausfluß aus einem warmen Körper sehr schnell in den Zustand einer unmerkbaren Veränderlichkeit oder in den Beharrungsstand, bei diesem, dem Blei, erfolgt dieser Zustand bei weitem später. Daher unrichtige Vergleichungen zwischen Luft und andern Materien z. B. daß sich die Leitungskraft der Luft zu der des Bleies wie 0,157 zu 2,314 verhalte.

§. 121. Weitere hierher gehörige Erläuterungen.

§. 122. Die gemachte Anwendung auf den großen Vortheil unterwölbter Heerde wird auch hier als unrichtig angesehen.

§. 123—124. Noch hierher gehörige Erläuterungen.

§. 125. Jede hinlänglich große Masse unserer bekannten Materien ist im Beharrungsstand des Wärmeausflusses ein schlechterer Wärmeleiter als die Luft.

§. 126. Regel in Rücksicht auf die Heerde; diese müssen, soweit sie noch beträchtlich erwärmt sind, von unmittelbarer Berührung der Luft, als dem stärksten Leiter, möglichst abgesondert werden.

Anm. Es wird sehr auffallend seyn, daß ich grade diejenige Materie, die Luft, für den stärksten Wärmeleiter halte, welche nach allgemeiner Meynung zu den schwächsten Leitern gehören soll. Wenn inzwischen die hierüber von mir vorgetragenen Sätze in ihrem ganzen Zusammenhange gelesen und ohne Uebereilung geprüft werden, so denke ich nicht, daß ich starke Widersprüche dagegen werde zu erwarten haben. Ueberhaupt glaube ich der Lehre

von der Wärmeleitung hier eine größere Bestimmtheit gegeben zu haben.

Siebentes Kapitel.

Wirkung des Wärmestoffs bei Ausdehnung der Körper vorzüglich des Wassers und dessen Verdämpfung.

§. 127. Wie Wärmekraft und entgegengesetzte Kräfte das Volumen der Körper bestimmen.

§. 128. Eine hierher gehörige Tafel.

§. 129. Ausdehnung trockener atmosphärischer Luft bei verschiedener Temperatur.

§. 130 — 131. Ausdehnung des Wassers bei verschiedener Temperatur.

§. 132. Dämpfe entstehen im Wasser bei jeder Temperatur, und es ist nicht nöthig, die bei dieser Witterungswärme entstehenden Dünste von den Dämpfen zu unterscheiden.

§. 133. Der Zustand des Wassers beim Sieden.

§. 134 — 135. Wie das Sieden des Wassers von dem Druck abhängt, welchen die Wassertheile von aussen leiden.

§. 136. Unrichtige Anwendung von Beobachtungen.

§. 137. Beobachtungen über zusammengehörige Wärmegrade des dämpfenden Wassers und Ausdehnungskraft der Dämpfe von Betancourt und Ziegler.

§. 138. Zugehörige Erklärung und Folge daraus.

§. 139.

§. 139. Zu einerlei Verdämpfung gehören desto mehr Brennmaterialien, je geringer die Temperatur des Raums ist, welcher das Gefäß mit dem siedenden Wasser umgiebt.

§. 140. Der Druck auf den Wasserspiegel kann durch Zersetzung von Dampftheilchen nicht vergrößert werden. Abkühlung der Dampfschichten wird aber aus andern Gründen nachtheilig.

§. 141. Vollendete Zersetzung von Dampftheilchen ist gleich zunächst über dem Wasserspiegel am ersten zu erwarten. Es ist sichere Erfahrung, daß weiterhin in höher schwebenden Dampfschichten ganz vollendete Zersetzung bis zu Tropfen, die sich durch ihr Gewicht von der übrigen Dampfmasse losreissen, in ganz und gar nicht bedeutender Menge zu befürchten ist. Man hat daher vorzüglich auf Anstalten zu sehen, wodurch die untersten Dampfschichten gegen die Zersetzung gesichert werden. Hierzu sind Dampfbehältnisse oder Qualmfänge, welche bis zu den Gefäßen oder Pfannen herabgehen, und solche ringsherum gegen den Zutritt der äusern Luft verschließen, sehr dienlich.

§. 142. Nähere Beschreibung eines solchen Dampfbehältnisses oder Dampfkanals.

§. 143. Man hat auf mehreren Salzwerken die Pfannenbäume ohne Grund abgeschafft.

§. 144. Wenn bei einer Pfanne, deren Boden 400 Quadratfus hielte, die Abzugsöffnung für die Dämpfe auch nur $\frac{1}{4}$ Quadratfus betrüge, so würde

de die von der Spannung der Dämpfe herrühren, de Vergrößerung des Drucks auf dem Wasserspiegel doch nur $\frac{1}{12}$ vom Druck der Atmosphäre betragen.

§. 145. Verhältniß der Menge der Wärmetheilchen, welche nach Beschaffenheit der gesammten Tiefe des siedenden Wassers nöthig sind, um das Sieden zu bewirken.

§. 146. Anwendung auf die Dampfmaschine zu Freiberg.

§. 147. Verminderung des äusern Drucks auf die Oberfläche des Wassers bringt das Wasser leichter zum Sieden, dient vor dem Sieden zur Verminderung der Brennmaterialien.

§. 148. Beschreibung einer Siedemaschine, bei welcher der Druck auf die Oberfläche des dämpfenden Wassers fast bis zur völligen Aufhebung vermindert wird.

§. 149. Doch würde die Ersparung bis zum Sieden nicht über $\frac{1}{13}$ von dem gesammten bis zur völligen Verdämpfung der ganzen Wassermasse erforderlichen Aufwand von Brennmaterialien betragen.

§. 150. Beim Sieden des Wassers wird in Rücksicht auf Verdämpfung durch Verminderung des äusseren Drucks auf den Wasserspiegel nichts an Brennmaterialien erspart.

§. 151. Daraus fliesende Erinnerung gegen Hrn. von Humbolds Behauptung, daß die Vernichtung

des

des atmosphärischen Drucks beim Verdämpfen von der größten Wichtigkeit sei.

§. 152. Sehr wichtig ist die Tavellische Siedemethode.

§. 153. Doch hat auch diese ihre Nachtheile.

§. 154. Hier wird die Verbindung der Tavellischen Siedmethode mit der gewöhnlichen Siedeart sehr empfohlen.

§. 155. Stärke der Abdämpfung bei verschiedenen Wärmegraden.

§. 156. Differenzreihen.

§. 157. Allgemeine aus den Beobachtungen hergeleitete Formel für die Abdämpfung bei gegebenen Graden des Weingeistthermometers.

§. 158. Wie diese Formel auf Fahrenheitsche Grade gebracht und so abgeändert wird, daß sie auch auf Wärmegrade, die über 60 Gr. des Weingeistherm. hinausgehen, anwendbar wird.

§. 159. Schwaches Feuern kann den Aufwand von Brennmaterialien sehr vergrößern.

§. 160. Vermischung von Wassermassen, die verschiedene Temperatur haben, ist der Abdämpfung nachtheilig, wenn gleich die Oberfläche der Mischung so groß ist, als die Summe der Oberflächen der einzelen Wassermassen vor ihrer Mischung.

§. 161. In siedendem Wasser kann ein eingehängtes Gefäß mit Wasser niemalen zum Sieden kommen. Eine Erläuterung zu Hrn. Werners Antialogie.

§. 162. Auch giebt es eine bestimmte Grenze für die Menge der zugleich in Brand gebrachten Brennmaterialien, unter welcher eine bestimmte Wassermasse niemalen zum Sieden kommen kann. Verminderung der Wasserhöhe ist dabei von Wichtigkeit.

§. 163. Das Wasser soll in Gefäßen, worin es sieden soll, fürs erste überhaupt nicht hoch, fürs andere nicht überall gleich hoch stehen.

§. 164. Wichtige Bestimmung für die Temperatur der Ofenwärme unter einer Siedpfanne beim Eintritt in den Abzugskanal.

§. 165. Hiervon abhängende Gestalt und Länge einer Siedpfanne.

§. 166 — 167. Wie sich die Temperatur des siedenden Wassers beim Zulassen kälteren Wassers ändert.

§. 168. Daraus fliesende Regel für die Siedereien.

§. 169. Fortsetzung dieser Untersuchung.

§. 170. Absicht vorstehender beiläufigen Berechnung.

§. 171. Beschreibung einer besondern Siedeart. Eine Nachahmung der Pritschengradirung.

Achtes Kapitel.

Vom Feuer und dem Brennen.

§. 172. Beim Brennen zeigt sich allemal Licht in Verbindung mit dem Wärmestoff. Nach Hrn. de Lüc ist das Licht überhaupt ein Bestandtheil der Wärmematerie.

§. 173.

§. 173. Ausser Licht und Wärmestoff wird zum Brennen auch noch respirable Luft erfordert.

§. 174. Nach Hrn. Gren giebt es einen eigenen Brennstoff, welcher nur durch die respirable Luft aus dem verbrennlichen Körper befreit wird.

§. 175. Nach Hrn. Lavoisier ist kein eigener Brennstoff nöthig, die mit dem Sauerstoff der atmosphärischen Luft verbundene Wärmematerie ist nach ihm die Feuerquelle, und der verbrennliche Körper dient bei sehr hoher Temperatur nur als Mittel, durch seine Anziehungskraft gegen den Sauerstoff solchen von der mit ihm verbundenen Wärmematerie loszureissen, wodurch der Wärmestoff frei wird.

§. 176. Beide Theorien, die phlogistische (§. 174.) und die antiphlogistische (§. 175.) erklären das Brennen gleich gut. Aber in der Anwendung auf das Verkalchen der Metalle, wird die Phlogistische so sehr phlogistisch, daß sie ihr ganzes Gewicht verliehrt.

§. 177. Mittelst einer bestimmten Menge gegebener Brennmaterialien, kann immer nur eine bestimmte Menge von Wärmetheilen entwickelt werden. Luftwechsel kann nur die Zeit dieser Entwickelung abändern. Und da die Geschwindigkeit dieser Entwickelung wie bei allen Maschinen auch hier mit dem Effekt in genauer Verbindung steht, so ist die gehörige Stärke des Luftzugs oder Luftwechsels für den größten Effekt sehr wichtig.

§. 178.

§. 178. Trockenheit der zu den Brennmaterialien tretenden Luft, und Trockenheit der Brennmaterialien selbsten sind noch Haupterfordernisse der Feuerungsökonomie.

§. 179. Vergleichung einiger Brennmaterialien.

§. 180. Hrn. Hartigs Versuche über die Verschiedenheit der meisten deutschen Holzarten, als Brennmaterial betrachtet.

§. 181. Noch eine hierher gehörige Tafel.

§. 182. Hrn. Hartigs Verfahren bei vorstehenden Versuchen und Berechnungen.

§. 183. Hrn. H. Versuche sind nicht zweckmäßig und seine darauf gegründete Berechnungen ganz unbrauchbar.

Erstes Kapitel.

Allgemeine Eigenschaft der Wärme und des Wärmestoffs.

§. 1.

Unser Gefühl macht uns hinlänglich mit dem Begriff von Wärme bekannt. Hier kommt es nur drauf an, die allgemeine Eigenschaft der Wärme, wodurch sie auf das Gefühl so wie auf andere Körper wirkt, näher zu bestimmen.

§. 2.

Die nächste Wirkung der Wärme ist bei allen Körpern Ausdehnung oder doch vergrößertes Bestreben zur Ausdehnung, wenn nämlich der wirklichen Ausdehnung Hindernisse entgegengesetzt werden. Es giebt in der Natur keinen Körper, so klein wir ihn auch nehmen mögen, der nicht der Erwärmung fähig, aber eben dadurch nicht auch zugleich ausgedehnt würde. Dichtigkeit eines Körpers hängt daher ohne Ausnahme von seiner Erwär-

mung ab. Man kann daher das Bestreben zur Ausdehnung, als die Haupteigenschaft der Wärme ansehen, vermöge der sie auch auf unsere Nerven wirkt, und dadurch jene Empfindung erzeugt, welche wir als Wirkung der Wärme erkennen. Daher giebt es Fälle, wo uns unser Gefühl bey einem schnell vorübergehenden Eindruck in Ungewißheit läßt, ob etwas heißes oder etwas spitziges uns berührt habe.

§. 3.

Ob sich alle Erscheinungen bey der Wärme zusammengenommen auf eine genugthuende Weise erklären lassen, wenn man sie nur als Zustand des Körpers betrachten will, dessen Theile sich in einer schwingenden Bewegung befänden, wäre allerdings eine Frage, die umständlich untersucht zu werden verdiente. Inzwischen gestehe ich, daß ich bey dieser Voraussetzung nicht alle Erscheinungen der Wärme so begreiflich finde, als bey der Voraussetzung eines eigenen Wärmestoffs, dem jenes Bestreben zur Ausdehnung zukommt. Die größten Naturforscher stimmen auch jetzt hierin mit einander überein. Hr. G. Fr. Werner, jetzt Artillerie-Major und Professor zu Giesen, ein Mann, dessen mir genauer bekannten Talente Achtung verdienen, ist zwar (Erster Versuch einer allgemeinen Aetiologie) aus vielen Gründen der Meynung, daß die Wärme blos Erfolg der schwingenden Bewegung der Theilchen des warmen Körpers sey, und er führt,

diese

diese Meynung zu beweisen, unter mehreren Erscheinungen auch diese an, daß ein Körper immerfort erwärmt bleibe, solang er gerieben werde, also bey Voraussetzung eines besondern Wärmestoffs immerfort Wärmematerie ausströhmen müsse, welches eine unendliche Menge von Wärmestoff voraussetze, die sich doch nicht annehmen lasse. Der nur erwähnte Grund, welcher von der Reibung hergenommen ist, scheint mir der stärkste zu seyn, aber doch nicht stark genug *). Hr. Hofr. Mayer handelt in seiner klassischen Schrift (über die Gesetze und Modificationen des Wärmestoffs, Erlangen 1791.) in einem eigenen Kapitel S. 119. u. f. f. von der durch das Reiben der Körper hervorgebrachten Wärme, und erklärt solche aus der Zusammenpressung der Körpertheilchen an der Aussenfläche der einander reibenden Körper, indem hierdurch die in den Zwischenräumchen enthaltenen Wärmetheilchen näher zusammengebracht, und nun durch ihre vergrößerte Expansivkraft zum Theil zu entweichen Kraft genug bekämen.

Aber ich gestehe, daß mir diese Erklärungsart kein Genüge thut. Hr. Pickter theilt in seiner ungemein lehrreichen und reichhaltigen Schrift (Ueber das Feuer Tübingen 1790) im 9ten Kap. Versuche über die Wärme mit, welche durch das Rei-

*) Die Hebung eines andern Einwurfs, s. unten §. 161.

ben hervorgebracht wird. Diese beweisen, daß gelindes Reiben an Messing weniger hervorbringt, als an Holz; und gelindes Reiben an Holz weniger Wärme giebt, als an Baumwolle, deren zarte Fasern gelinde angestrichen werden.

Ueberdas entsteht aus dem bloßen Druck nie Wärme. Ein Last von 10 Centnern auf ein Stück Blei oder ein Stück Holz gelegt, müßte sonsten die Wärme des Bleies, des Holzes beträchtlich erhöhen, und diese Erhöhung müßte ziemlich lange fortdauern; aber die Erfahrung lehrt das Gegentheil. Wärmeerzeugung setzt hierbey allemal schnelles Wegfahren eines Körpers an einem andern voraus.

Ich stelle mir die Sache so vor, daß die Wärmematerie beim Reiben gleichsam aus den Körpern ausgepumpt und in den Raum zwischen den reibenden Flächen hinausgelassen wird. Die äußersten Theilchen der Körper, welche eben die Reibung verursachen, hat man schon längstens als zarte Federchen angesehen, welche beym Reiben mehr oder weniger zurückgebogen werden, und nun plötzlich wieder vorspringen. Dadurch werden also beim Reiben die äußersten Zwischenräumchen unaufhörlich in unendlich nahe auf einander folgenden Zeittheilchen verengt und wieder erweitert.

Die Schnelligkeit, mit der die Verengung geschieht, hat den Erfolg, daß die in den Zwischenräumchen befindlichen Wärmetheilchen sich nicht allmäh-

mählig ausbreiten können, sondern wegen ihrer vergrößerten Expansivkraft, wie zusammengepreßte Luft, plötzlich zum Theil herausfahren, also die Temperatur an der Außenfläche erhöhen. Die eben so oft hinter einander folgende Wiedererweiterung der Zwischenräumchen giebt den angrenzenden im Körper weiter zurückliegenden Wärmetheilchen überwiegende Kraft, sich in diese erweiterte Zwischenräumchen auszubreiten, und die plötzlich wieder erfolgende Verengung nöthigt solche wieder, zum Theil in den äußern Raum herauszutreten. So werden also die äußersten Zwischenräumchen abwechselnd mit Wärmematerie aus dem Körper angefüllt, und zum Theil wieder geleert; letzteres geschieht bey der Verengung, ersteres bey der Wiederherstellung der Zwischenräumchen.

Je federartiger die äußersten Theilchen eines Körpers sind, desto empfindlicher muß also der Körper in Rücksicht auf Entwickelung der Wärme beim Reiben seyn, und hiermit stimmen Hrn. Picktets schöne Versuche sehr gut überein.

Da übrigens, wie sich in der Folge zeigen wird, die abgehenden Wärmetheilchen dem Körper von allen Seiten wieder zufließen, so ist sehr begreiflich, daß auch der Ausfluß ewig fortdauern könnte, ohne daß deshalb der Körper selbsten eine unendliche Menge von Wärmetheilchen in sich hätte, wie das Meer immerfort unermeßliche Massen von Wasser

 durch

durch die Ausdünstung abgeben kann, ohne daß das durch seine Masse vermindert wird.

Die vorstehende Betrachtung steht hier, wo ich noch zu wenig vom Wärmestoff und seinem Verhalten gesagt habe, nicht ganz an ihrer rechten Stelle. Man wird mich aber dennoch verstehen, und Anfänger, die noch Dunkelheit darin finden, können sie solange überschlagen, bis sie einige folgende Kapitel durchgegangen haben.

Zweites Kapitel.

Mittel, bestimmte Wärmegrade anzugeben.

§. 4.

Stoffe, die auch bey der feinsten mechanischen Zerlegung immer Theile von eben der Art darstellen, und die eben darum auch eine durchaus gleichförmige Dichtigkeit und gleichen Zusammenhang in allen ihren Theilen haben, werden auch durch gleiche Wärme in allen ihren Theilen auf gleichförmige Weise ausgedehnt, und sind daher dienlich, durch das Maas ihrer Ausdehnung bestimmte Wärmegrade anzugeben. Flüßige Körper haben nicht nur die erwähnte Eigenschaft, sondern daneben noch diese, daß sich ihre Dichtigkeit auch bey einer geringen Aenderung

derung der Wärme nicht nur sehr schnell, sondern auch merklich genug ändert; sie sind daher vorzüglich geschickt, durch das Maas ihrer Ausdehnung Veränderungen von Wärme und bestimmte Wärmegrade anzuzeigen.

§. 5.

Wenn man einen flüßigen Körper in einen solchen Zustand bringt, daß er in eben dem Grad erwärmt werden muß, in welchem ein gegebener anderer Körper schon erwärmt ist, so dient das Maas der Ausdehnung eines flüßigen Körpers zugleich zur Bestimmung des Wärmegrades des andern Körpers.

Diese Bestimmung des Wärmegrades eines Körpers durch die verhältnißmäßige Ausdehnung eines auf gleiche Weise erwärmten flüßigen Körpers heist die Temperatur eines Körpers. Feste Körper sind nicht so geschickt, verhältnißmäßige Ausdehnungsgrade anzuzeigen, ob sie gleich nicht ganz und gar dazu untauglich sind.

§. 6.

Ein Werkzeug, das für jede Aenderung des Wärmegrades den zugehörigen Grad der Ausdehnung eines bestimmten Stoffs anzeigt, und hierdurch zur Bestimmung der Temperatur eines jeden andern Körpers dient, heist ein **Thermometer** oder **Wärmemesser** auch wohl **Thermoskop**.

Man kann sich verschiedener flüßiger Materien bedienen, deren Ausdehnungen Unterschiede von

Wärme anzeigen, z. B. Luft, Wasser, Weingeist, Leinöhl, Quecksilber.

Die Gefäße, in welche diese flüßige Materien aufgenommen oder eingeschlossen werden, müssen aus Glas verfertigt werden, um von außen die verschiedenen Ausdehnungen der flüßigen Materie bemerken zu können.

§. 7.

Drebbel erfand zu Anfang des 17ten Jahrhunderts das erste Thermometer; Er wurde im J. 1572. zu Alkmar in Nordholland gebohren, und starb zu London im J. 1634.

Dieses älteste Thermometer ist ein Luftthermometer, dessen einfachste Einrichtung Fig. 1.

ABC ist eine gläserne Kugel mit einer damit zusammenhängenden cylindrischen Glasröhre; DG ist ein oben offenes Gefäß, worinn sich Wasser, Weingeist oder eine andere Flüßigkeit befindet. Die gläserne Kugel mit der Röhre wird nun dadurch, daß man die Kugel in warmes Wasser taugt oder mit warmen Händen anfaßt, erwärmt und nach dieser Erwärmung schnell mit dem offenen Ende in das Behältnis DG eingetaugt.

Weil durch die Erwärmung die Luft in der Kugel und in der Röhre ausgedehnt wird, so muß ein Theil der vor der Erwärmung darin befindlichen

Luft

Luft während der Erwärmung entweichen, so daß die zurückbleibende verminderte Luftmasse dieses Werkzeug vermög ihrer durch die Wärme vergrößerten Federkraft ausfüllt. Beim Eintaugen der Röhre in die kühlere Flüßigkeit, und selbst durch die von außen anliegende kühlere atmosphärische Luft, wird nun die versperrte Luftmasse wieder abgekühlt, ihre vergrößert gewesene Federkraft also wieder vermindert, und sie kann also nunmehr nicht mehr diejenige Federkraft behalten, mit der sie sich vorher bey entgegengesetztem Druck der atmosphärischen Luft durch das ganze Thermometerglas auszudehnen vermochte. Der äusere atmosphärische Druck bekommt daher nunmehr das Uebergewicht, und nöthigt einen Theil des im Behältniß D G befindlichen Fluidums in der Röhre hinauf zu steigen, z. B. bis H, so daß nun die Federkraft der über H im Thermometerglas versperrten Luft nebst dem Druck der Säule H k zusammengenommen dem äusern Druck der Atmosphäre das Gleichgewicht halten.

§. 8.

Nach Hrn. Lamberts Reduktion der Amontonschen Versuche müßte sich das Volumen einer bestimmten Luftmasse bey der Kälte des frierenden Wassers zu dem bei der Wärme siedenden Wassers wie 1000 zu 1417 verhalten. Aber eigene Versuche des Hrn. Lambert, die ich in der Folge erwähnen werde, und die auch sehr gut mit Hrn. de Lücs

Beobachtungen zusammenstimmen, geben eine andere Verhältniß, nämlich die 1000 zu 1370.

Für die Kälte eines mit gleichviel Küchensalz vermischten Schnees hat Hr. L. (Pyrometrie S. 40 und 32) das Volumen eben der Luftmasse = 918 gefunden. Wenn also die im Cylinder des Thermometerglases enthaltene Luft bey dem hohen Grad von Kälte nicht so sehr zusammengezogen werden soll, daß das Fluidum bis in die Kugel nachfolgt, und in der Siedhitze des Wassers sich nicht bis unter die Oberfläche des im untern Behältniß befindlichen Fluidums ausdehnen soll, so hat man bey der Gestalt des Thermometerglases auf diese Verhältnißzahlen gehörige Rücksicht zu nehmen. Man nehme nämlich die Abmessungen der Thermometerröhre und der Thermometerkugel so, daß sich der innere Raum von ersterer zu dem von letzterer verhält wie 1370 — 918 zu 918, oder wie 452 zu 918, und tauge nun die Thermometerröhre in das im Behältniß befindliche Fluidum, nachdem man die in ihr befindliche Luft bis zur Siedhitze des Wassers erwärmt hat.

Weil inzwischen die Luft im Werkzeug auch bei dem behendesten Eintaugen vorher etwas von ihrer Wärme verliehrt, so thut man wohl, wenn man in dem siedenden Wasser, bevor man es zum Sieden bringt, etwa ⅐ so schwer Küchensalz auflöst, als das Wasser wiegt, weil das gesalzene Wasser größere Wärme annimmt.

Die

Diese Bestimmung ist immer sehr deutlich, um dem Werkzeug keine ganz zweckwidrige Gestalt zu geben, bey der es zu vielen Absichten unbrauchbar werden könnte.

§. 9.

Eine bequemere Einrichtung des Drebbelschen Luftthermometers zeigt Fig. 2.

Die Thermometerröhre ist nämlich unten umgebogen, und der umgebogene untere Theil endigt sich in eine oben offene Kugel D.

So eingerichtet ist das Werkzeug tragbarer als vorhin, beruht übrigens mit dem vorigen auf einerley Gründen. Es wird auch hier wie vorhin eine genau cylindrische Röhre verlangt.

§. 10.

Inzwischen fällt gleich in die Augen, daß dieses Drebbelsche Thermometer nicht blos Aenderungen der Wärme, sondern zugleich Aenderungen des atmosphärischen Drucks anzeigt.

Befindet sich z. B. bey einem gewissen Wärmegrad die Oberfläche des Fluidums in der offenen Kugel in k oder EF, in der Röhre in H, indeß die Barometerhöhe in Linien = H ist, so kann bey eben dem Wärmegrad, aber bey vergrößertem atmosphärischen Druck, wobey die Barometerhöhe H + h ist, die Oberfläche in der offenen Kugel bis e f herabsin-

absinken und in der Röhre um die zugehörige Höhe HI steigen, und die geringere Ausdehnung der versperrten Luft würde also in diesem Fall blos von der Veränderung des atmosphärischen Drucks herrühren, und gar nicht von verminderter Wärme.

§. 11.

Aufg. Aus dem veränderten Thermometerstand (Fig. 2.) und der zugehörigen Barometerhöhe, die von der veränderten Wärme herrührende Wirkung zu bestimmen.

Aufl. 1. Der Inhalt der verschlossenen Kugel A sei dem Inhalt einer Röhre gleich, deren Querschnitt dem der Thermometerröhre, und die Höhe $= \lambda$ sei.

2. Im frierenden Wasser oder Schnee befinde sich, wenn die Barometerhöhe $= H$ ist, die Oberfläche des Fluidums in k und in H (Fig. 2); der Wärmegrad des frierenden Wassers oder ihre Ausdehnungskraft heise W.

3. Die Höhe BH heise $\mathfrak{H}$; bey einer andern Wärmekraft $W + w$ befinde sich die Oberfläche des Wassers in ef und in I, und HI sei $= \mathfrak{h}$, also $BI = \mathfrak{H} - \mathfrak{h}$.

4. Der Raum, welchen die versperrte Luftmasse einnimmt, ist, die Weite der Röhre $= 1$ gesetzt, bey der Wärmekraft $W = \lambda + \mathfrak{H}$, bei der $W + w = \lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}$; bei einerley Wärme ist die

die Federkraft einer versperrten Luftmasse umgekehrt dem Raum proportional, in welchem sie ausgebreitet ist; es ist aber bei der Wärmekraft W hier die Federkraft der eingesperrten Luft HF = H, oder wenn die erwähnte Federkraft f heist und HF = einer Quecksilbersäule von der Höhe b gesetzt wird,

$$f + b = H$$

also

$$f = H - b.$$

Demnach wäre bei eben der Wärme W, wenn der Spiegel aus H in I gestiegen ist, die Federkraft der versperrten Luft

$$= \frac{\lambda + \mathfrak{H}}{\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}} \cdot (H - b)$$

d. h. so groß, als der Druck einer Quecksilbersäule von der Höhe

$$(H - b) \cdot \frac{\lambda + \mathfrak{H}}{\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}}$$

Insofern man also bei einerlei Ausdehnung einer bestimmten Luftmasse ihre Federkraft als das Maas der Wärmekraft ansieht, ist hier, wo dem Raum $\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}$ die Wärmekraft $W + w$ zugehört, wenn die Federkraft der in diesem Raum versperrten Luft F heist,

$$F = \frac{W + w}{W} \cdot \frac{\lambda + \mathfrak{H}}{\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}} (H - b)$$

5. Nun sei bei dieser veränderten Thermometerhöhe die Barometerhöhe = h; das Fluidum, welchem

welchem die lothrechte Höhe der Stelle I über der Fläche e f zugehört, drucke so stark als eine Quecksilbersäule von der Höhe h', so ist zugleich

$$F + h' = h$$

und

$$F = h - h'$$

also (4)

$$h - h' = \frac{W + w}{W} \cdot \frac{\lambda + \mathfrak{H}}{\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}} \cdot (H - b)$$

Daraus gibt sich

$$W + w = \frac{\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}}{\lambda + \mathfrak{H}} \cdot \frac{h - h'}{H - b} \cdot W$$

oder

$$w = \left(\frac{\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}}{\lambda + \mathfrak{H}} \cdot \frac{h - h'}{H - b} - 1 \right) \cdot W$$

6. Nähme man statt der Kugel D ein cylindrisches Behältniß, dessen Querschnitt n mal so groß als der der Röhre wäre, so wäre die Höhe der Fläche k über der e f $= \frac{1}{n} HI$ (Fig. 2.) $= \frac{\mathfrak{h}}{n}$ (no. 3.) und

$$h' = b + \frac{n + 1}{n} \cdot \frac{h}{m}$$

wenn die spec. Schwere des Quecksilbers m mal so gros als die des Fluidums im Thermoter ist.

7. Ex. Das Fluidum sei Quecksilber; die Röhre sei so weit, daß eine Länge von 108 Linien

102 Gran Quecksilber fasse; die verschlossene Kugel fasse 1238 Gran, so ist

$$\lambda = \frac{1238}{102} \cdot 108 \text{ sehr nahe } 1311 \text{ Linien.}$$

Es sei ferner bei der Kälte des frierenden Wassers zur Zeit der Beobachtung in Linien

$H = 332$; $\mathfrak{H} = 48$; $b = 63$:

so hat man, wenn man die Wärmekraft bei frierendem Wasser d. i. $W = 1000$ setzt oder den Frostpunkt am Thermometer mit 1000 bezeichnet, für jede andere Beobachtung

$$W + w = \frac{1311 + 48 - \mathfrak{h}}{1311 + 48} \cdot \frac{h - h'}{332 - 63} \cdot 1000$$

$$= \frac{(1359 - \mathfrak{h}) \cdot (h - h')}{365571} \cdot 1000$$

Nun sei bei einer andern Beobachtung in Linien

$\mathfrak{h} = 20$; $h = 325$; $h' = 84$

so hat man

$$W + w = \frac{(1359 - 20) \cdot 241000}{365571}$$

$$= 883$$

und

$$w = 883 - W = 883 - 1000$$

$$= -117$$

d. h. Wenn die Wärmekraft bei der Frostkälte durch 1000 ausgedruckt wird, so ist die Wärmekraft bei dies

dieser Beobachtung = 883 und der Wärmegrad fällt 117 Grade unter den Frostpunkt.

Man müßte sich nämlich vorstellen, die Stelle, bis zu der das Quecksilber in der Röhre reichen würde, wenn gar keine Wärme auf die Luft in der Kugel wirkte, sie mit Null bezeichnet. Dieses Null würde das absolute Null seyn, es würde die absolute Kälte bezeichnen. Nun gedenke man sich ferner die Summe aller Wärmetheile, welche erfordert wird, um die Wärme des siedenden Wassers hervorzubringen, in 1000 (oder W) gleiche Theile getheilt und nach und nach in einzelen Theilen zugesetzt, so müßte das Fluidum, hier das Quecksilber immer höher steigen, und ieder Theil der Höhe, um den es bei Zusetzung eines solchen Wärmetheils höher rückte, hiese ein Grad, so daß nach Zusetzung aller W Theile das Quecksilber den Wten Grad, hier den 1000ten erreichte.

Aber diese Grade sind nicht alle gleich groß, oder wenn man sie alle gleich groß annimmt, so sind bei iedem einzelen Grad des Steigens hinzugekommenen Wärmemengen nicht gleich groß.

Man müßte also, um gehörigen Gebrauch von vorstehender Berechnung machen zu können, wissen, wie groß eigentlich die zu gleichen Zusätzen von Wärmestoff gehörigen einzelen Grade wären.

Von der Wärme beim natürlichen Gefrieren bis zur Wärme des siedenden Wassers steigt, wie die

die Erfahrung gewiesen hat, das Quecksilber nach Verhältniß der hinzugekommenen Wärmemenge, so daß bei doppeltem Zusatz von Wärmestoff auch das Quecksilber doppelte Fortschritte macht, aber tiefer unter dem natürlichen Gefrierpunkt findet dieses nicht mehr Statt.

Man kann daher ohne merklichen Fehler die Höhe vom natürlichen Gefrierpunkt bis zur Siedhitze in eine Anzahl gleicher Theile theilen und nun annehmen, daß die Aenderungen der Quecksilberhöhe in solchen Graden ausgedruckt, allemal den Aenderungen der Wärme proportional seien. Aber die Verhältniß der gesammten Wärmemenge, wodurch die ganze Thermometerhöhe bewirkt wird, weiß man dennoch nicht, weil man nicht weiß, wie viele Grade das Quecksilber vom absoluten Null bis zum natürlichen Gefrierpunkt geben würde, wenn iedesmal dieienige Wärmemenge zugesetzt würde, deren Zusatz über dem Gefrierpunkt einen Grad gibt.

Hr. Lambert theilt den Raum vom natürlichen Gefrierpunkt bis zur Siedhitze in 370 gleiche Theile, und bezeichnet den natürlichen Gefrierpunkt mit 1000, so daß nach ihm bis zum Siedpunkt 1370 Grade gezählt werden. Man sieht aber, daß diese Zahl 1000, wofür ich in der Folge W gebrauche, keinesweges die wahre Verhältnißzahl für die Wärmemenge beim Gefrierpunkt ist.

§. 12.

Das Drebbelsche Luftthermometer läßt sich also nach der Formel

$$W + w = \frac{\lambda + \mathfrak{H} - \mathfrak{h}}{\lambda + \mathfrak{H}} \cdot \frac{h - h'}{H - b} \cdot W$$

wenn man $W = 1000$ setzt, sehr gut gebrauchen, verhältnißmäßige Aenderungen von Wärme anzugeben, nicht aber die Verhältniß der gesammten Wärmemenge, welche auf die Ausdehnung in verschiedenen Fällen wirkt, zu bestimmen.

§. 13.

Das Amontonsche Luftthermometer unterscheidet sich von dem Drebbelschen dadurch, daß es aus einer oben offenen Röhre besteht, deren unteres heruntergebogenes Ende sich in eine verschlossene Kugel endigt, in welcher sich die versperrte Luft befindet, wie Fig. 3.

§. 14.

Aufg. Anzugeben, wie das Amontonsche Luftthermometer Aenderungen der Wärme bestimmt.

Aufl. 1. λ habe die Bedeutung wie (§. 11. no. 1.) Bei der Kälte des frierenden Wassers sei zur Zeit einer ein, für allemal angestellten Beobachtung die Barometerhöhe $= H$; die Masse des Quecksilbers sei so groß, daß eine Röhre von der

Wei-

Weite der Thermometerröhre auf die Länge l damit angefüllt werden könnte; a c sei eine am Eingang in die Kugel gezogene Horizontallinie, und die dadurch abgeschnittene Länge der Röhre a b c = L; bei der erwähnten Beobachtung soll das Quecksilber in der Kugel bis e f, in der Röhre bis d gestanden haben und c d = $\mathfrak{H}$ sein, so war der damals mit Luft angefüllte Raum in der Kugel, den Querschnitt = 1 gesetzt,

$$= \lambda + L + \mathfrak{H} - l$$

und die Federkraft der eingesperrten Luft, wenn die Höhe von a bis e f = b ist,

$$= H + \mathfrak{H} - b$$

den Wärmegrad bei der Frostkälte setze ich = W und werde durch die ganze Abhandlung hindurch den Buchstaben W niemalen in einem andern Sinne gebrauchen.

2. Nun sei bei einer andern Beobachtung die Barometerhöhe = h; das Quecksilber steige bis g und d g sei = $\mathfrak{h}$; die Wärme sei noch = W, so ist jetzt der mit Luft angefüllte Raum in der Kugel

$$= \lambda + L + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - l$$

also ihre Federkraft =

$$\frac{\lambda + L + \mathfrak{H} - l}{\lambda + L + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - l} \cdot (H + \mathfrak{H} - b)$$

Ist aber ihr Wärmegrad bei dieser Beobachtung = W + w, so ist ihre Federkraft =

$$\frac{W + w}{W} \cdot \frac{\lambda + L + \mathfrak{H} - l}{\lambda + L + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - l} \cdot (H + \mathfrak{H} - b)$$

3. Es ist aber auch das Maas der Federkraft im letzten Fall, wenn das Quecksilber in der Kugel bis m n steht, und die Höhe von a bis m n $= b'$ ist,

$$= h + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - b'$$

demnach

$$\frac{W + w}{W} \cdot \frac{\lambda + L + \mathfrak{H} - l}{\lambda + L + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - l} \cdot (H + \mathfrak{H} - b)$$

$$= h + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - b,$$

und nunmehr

$$W + w = \frac{(\lambda + L + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - l) \cdot (h + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - b')}{(\lambda + L + \mathfrak{H} - l) \cdot (H + \mathfrak{H} - b)} \cdot W$$

§. 15.

Wenn die Kugel in Vergleichung mit der Röhre sehr groß ist, so kann man ohne merklichen Fehler

$$\frac{\lambda + L + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - l}{\lambda + L + \mathfrak{H} - l} = 1$$

setzen, vorausgesetzt, daß die Luft doch allemal einen beträchtlichen Theil der Kugel einnimmt. Dieses war der Fall bei Amontons Thermometer, bei welchem der Durchmesser der Kugel 39 Linien, der Durchmesser vom Querschnitt der Röhre aber nur $\frac{1}{2}$ Linie betrug. Es war also bei ihm $\lambda = 13182$ Zoll, und daher die erwähnte Voraussetzung gewiß gestattet. Dieses giebt nun

$$W + w = \frac{h + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - b'}{H + \mathfrak{H} - b} \cdot W$$

oder

$$(W + w) : W =$$
$$(h + \mathfrak{H} + \mathfrak{h} - b') : (H + \mathfrak{H} - b)$$

d. h. bei einem so eingerichteten Luftthermometer verhält sich der Wärmegrad schlechthin wie die Summe der Quecksilberhöhen im Barometer und Thermometer von der Oberfläche in der Kugel gemessen.

Daher gebraucht auch Amontons sein Thermometer so, daß er die jeder Beobachtung zugehörige Summe der Quecksilberhöhen im Thermometer und Barometer als Verhältnißzahlen für die Wärme ansieht.

Setzt man mit Hrn. Lambert W = 1000, die jedesmahlige Thermometerhöhe = T und die zugehörige Barometerhöhe = h, so erhält man, wenn bei der in der Frostkälte angestellten Beobachtung die Summe beider Quecksilberhöhen = S war, für jede andere Beobachtung

$$(1000 + w) : 1000 = (T + h) : S$$

oder *)

$$1000 + w = \frac{1000 \cdot (T + h)}{S} \quad (\mathfrak{P}$$

B 3 Ist

*) Eine Abänderung dieser Formel findet man (§. 17. am Ende. Aber die gegenwärtige wird dennoch brauchbarer seyn. s. unten §. 19.

Ist z. B. $S = 51,5$; $T + h = 73$, so wird

$$W + w = \frac{73000}{51,5} = 1417,4$$

§. 16.

Reducirt man auf diese Weise die Amontonschen Beobachtungen, so ergiebt sich die nachstehende Tafel

Werthe von T + h nach dem Amontonsch. Luftthermometer. Zolle	Linien	Reduc. Gr. des Luftthermomet. für W = 1000	Verschiedene Materien in einem bestimmten Zustand.
51	6	1000	Frierendes Wasser
54	0	1049	Luft im Keller d. Pariser Sternwarte
59	9	1160	Schmelzende Butter
61	10	1201	Schmelz. Unschlitt
64	2	1246	Gerinnend Wachs
73	0	1417	Siedendes Wasser

S. die Mem. de l' Acad. roy. des sc. 1702.

§. 17.

Wenn man sehr genau gehen wollte, so müßte man noch den Umstand mit in Rechnung bringen, daß die unveränderlich angenommene spec. Schwe-

re

re des Quecksilbers nach der verschiedenen Temperatur sich abändert.

Wenn nämlich S aus der Thermometerhöhe T' und Barometerhöhe h' zusammengesetzt ist, so ist die Proportion (§. 15.)

$(1000 + w) : 1000 = (T + h) : (T' + h')$ (ist nur unter der Voraussetzung richtig, daß die Quecksilbersäulen sich wie ihre Höhen verhalten. Da aber bei höhern Wärmegraden das minder dichte Quecksilber specifisch leichter als bei geringern Wärmegraden ist, so findet eine Voraussetzung nicht ganz genau statt.

Angestellte Beobachtungen lehren, daß das Quecksilber von der Temperatur des frierenden Wassers bis zur Wärme des siedenden Wassers eine Ausdehnung leidet, bei welcher sein Volumen sich ziemlich nahe aus 200 in 203 verändert.

Andere Beobachtungen, dergleichen ich noch in der Folge erwähnen werde, lehren auch, daß sich das Quecksilber innerhalb diesen Grenzen der Temperatur genau genug nach Verhältniß der wirkenden Wärme ausdehne.

Wenn ich also nach (§. 16.) die Wärme des siedenden Wassers zu 1417 Gr. annehme, so verhält sich die spec. Schwere des Quecksilbers beim Wärmegrad $1000 + w$ zu der bei der Temperatur von 1000 Gr.

wie 200 zu $200 + \frac{w}{1417 - 1000}$;

Und die Proportion (ℌ) muß also ausgedruckt werden:

$$(V + w) : 1000 =$$

$$200 . (T + h) : \left(200 + \frac{3 . w}{1417 - 1000}\right) . (T' + h')$$

$$= (T + h) : \left(1 + \frac{3 . w}{283400 - 200000}\right) . S$$

wo sich w durch eine unreine quadratische Gleichung ergäbe.

Da aber diese Korrektion den Werth von w nur wenig abändert, so ist der Fehler, welchen man begeht, wenn man hier im letzten Glied statt w eine dem wahren Werth von w nur nahe kommende Gröse setzt, als Null anzusehen, und man kann daher in diesem letzten Glied den Werth von w aus (ℌ) substituiren, auf solche Art erhält man

$$(1000 + w) : 1000 =$$

$$(T + h) :$$

$$\left\{1 + \frac{3 . \left(\frac{1000 . (T + h)}{S} - 1000\right)}{283400 - 200000}\right\} . S$$

$$= (T + h) :$$

$$\left\{1 + \frac{3000 . \left(\frac{T + h}{S} - 1\right)}{83400}\right\} . S$$

Denn

Demnach

$$1000 + w = \frac{1000 \,.\, (T + h)}{\left(1 + 0{,}036 \,.\, \frac{T + h - S}{S}\right) \,.\, S}$$

d. h. Man muß den Werth von $W + w$, welchen man (§. 15. ☿) gefunden hat, noch mit

$$1 + 0{,}036 \cdot \frac{T + h - S}{S}$$

dividiren.

Im Ex. §. 15. am Ende ist

$$\frac{T + h - S}{S} = \frac{215}{515} = 0{,}417;$$

also

$$1 + 0{,}036 \cdot \frac{T + h - S}{S} = 1{,}015$$

demnach dort das korrigirte

$$W + w = \frac{1417{,}4}{1{,}015} = 1396.$$

§. 18.

Um sich also ein Amontonsches Thermometer zu verfertigen, setze man das Werkzeug in einer temperirten Stube in Schnee, und bemerke den Punkt, bis zu welchem sich das Quecksilber in der Röhre senkt, d. i. den Frostpunkt nach Hrn. Lambert mit 1000. Die ganze Quecksilbersäule, so hoch sie über der Oberfläche des Quecksilbers in der

Kugel hervorsteht, theilt man nun in 1000 gleiche Theile.

Jetzt setzt man das Werkzeug bei eben der Barometerhöhe in siedendes Wasser, und bemerkt sich die Stelle, bis zu welcher das Quecksilber in der Röhre steigt, als den Siedpunkt. Die ganze Höhe der Quecksilbersäule von der Oberfläche in der Kugel bis zum Siedpunkt mißt man nach einem genauen Maasstab, ingleichem die Höhe bis zum Frostpunkt und die Barometerhöhe; sind nun diese drei nach einander genannten Höhen T, T', h, also S = T' + h, so ist der Wärmegrad des siedenden Wassers für die Barometerhöhe h =

$$\frac{1000 \, . \, (T + h)}{\left(1 + 0{,}036 \, . \, \frac{T + h - (T' + h)}{T' + h}\right) \cdot (T' + h)}$$

$$= \frac{1000 \, . \, (T + h)}{\left(1 + 0{,}036 \cdot \frac{T - T'}{T' + h}\right) \cdot (T' + h)}$$

Findet man z. B. wie am Ende des vor. §. 1396, so theilt man das Stück der Röhre von dem Frostpunkt bis zum Siedpunkt in 1396 — 1000 d. i. in 396 gleiche Theile, weil die übrigen 1000 Theile bis zum Frostpunkt von unten herauf gezählt werden.

§. 19.

Da das Glas und besonders die Kugel durch größere Wärme gleichfalls ausgedehnt, hierdurch also die Federkraft der Luft in der Kugel wieder geschwächt wird, so kommt diese Verminderung der Federkraft der spec. Schwere des Quecksilbers wieder zu statten, und beide von der Wärme herrührenden Aenderungen heben einander ziemlich auf.

Es möchte also wohl größere Genauigkeit erhalten werden, wenn man in den beiden vorigen §. §. die Korrektion, d. h. die Division mit

$$1 + 0{,}036 \cdot \frac{T + h - S}{S}$$

unterläßt.

Ueberdas bemerke ich noch einmal, daß Herr Lambert, seinen genauern Versuchen zufolge, den Wärmegrad des siedenden Wassers = 1370 für die Barometerhöhe von 28 Pariser Zollen und 5 Linien bestimmt, daß also hiernach die Höhe vom Frostpunkt bis zum Siedpunkt in 370 Theile getheilt werden müßte.

Ich werde diese Eintheilung in der Folge beibehalten, und ein so eingetheiltes Luftthermometer ein Lambertsches nennen.

§. 20.

Robin ließ eine nur an einer Stelle mit einer kleinen Oeffnung versehene eiserne Röhre, welche

796 Gran Wassers faßte, im Schmiedefeuer weiß- glühend werden. In diesem Zustand verstopfte er die kleine Oeffnung mit einem eisernen Drath, nahm sie hierauf aus dem Feuer und legte sie in Wasser. Nach erfolgter völliger Abkühlung zog er unter dem Wasser den Drath aus der Oeffnung, da dann von dem äussern Wasser soviel in die Röhre drang, als die iezt verminderte Luftmasse verstattete. Bei drei verschiedenen Versuchen betrug die eingedrungene Wassermenge 610, 595, 600 Gran, also im Mittel $\frac{1805}{3}$ oder 602 Gran; die zurückgebliebene Luft- masse betrug also noch $\frac{796 - 602}{796} = 0,244$ der anfänglichen Luftmasse, oder die anfängliche Luft- masse war in der Verhältniß 796:(796 — 602) d. i. 4,10 : 1 ausgedehnt worden. Setzt man nun die Temperatur der Luft zur Zeit des Versuchs nach dem Luftthermometer = 1050, welches eine mittlere Temperatur im Maimonath bezeichnet, so folgt, daß der Wärmegrad des weisglühenden Eisens = 4, 1 . (W + 50) gesetzt werden könne, woferne auch über dem Siedepunkt die Aenderungen des Thermometers oder der Quecksilberhöhe den Aende- rungen der Wärmemenge proportional wären.

Wollte man hier W = 1000 setzen, so müßte überdas auch unterhalb dem Frostpunkt das nämli-

che statt finden. So fände man obigen Wärmegrad = 4305. *)

Hr. Lambert glaubt daher (Pyr. S. 49.) daß man den noch viel höhern Wärmegrad des geschmolzenen starkfliesenden Eisens auf etwa 5000 Gr. setzen könne.

Allein die erwähnten Voraussetzungen sind keinesweges gestattet, und es wird sich weiter unten ergeben, daß, wenn W die wahre Verhältnißzahl der auf die Ausdehnung wirkenden Wärmetheile ausdrucken sollte, gewiß W nicht kleiner als 2000 Gr. angenommen werden dürfte, vielleicht aber noch viel größer.

§. 21.

Das Bernoullische Luftthermometer, welches Hr. Dan. Bernoulli vorgeschlagen hat, erhält man, wenn man die Kugel eines Barometers zuschmelzt. Es muß aber, wenn die Wärme blos der Höhe der Quecksilbersäule proportional sein, also die Veränderung des mit Luft angefüllten Theils der Kugel unmerklich bleiben soll, die Kugel in Vergleichung mit dem kubischen Inhalt der Quecksilbersäule in allen Fällen sehr groß sein; überdas bedarf die Quecksilberröhre einer viel größern Länge als bei einem

*) Hr. Lambert findet (Pyr. S. 49.) durch einen Rechnungsfehler 4210 statt 4305.

einem Barometer, wenn für hohe Wärmegrade das Quecksilber Raum genug zur Ausdehnung behalten soll. Ich halte mich daher bei dieser Einrichtung nicht länger auf.

§. 22.

So gut auch das treffliche ausserordentliche empfindliche Lambertsche Luftthermometer der Absicht entspricht, Aenderungen der Wärme durch verhältnißmäßige Grade der Ausdehnung selbst noch auf eine gute Strecke über dem Siedpunkt und unter dem Frostpunkt ausdrucken zu können, so gab denn noch die ganz unnöthige Foderung, daß ein solches Werkzeug von dem äusern Druck der Atmosphäre ganz unabhängig sein sollte, zur Erfindung anderer Einrichtungen Anlaß, deren Gebrauch allgemeiner wurde, obgleich keine davon mit Grund dem Lambertschen Luftthermometer vorgezogen werden kann.

Besonders gehören hierher das Fahrenheitsche, das Reaumürsche, das de Lislesche und das Celsiussche oder schwedische Thermometer.

§. 23.

Das Fahrenheitsche Thermometer ist eine grade cylindrische Glasröhre, die sich unten in eine gläserne Kugel endigt. Dieses Werkzeug ist mit Quecksilber gefüllt. Die Stelle, bis zu welcher die Quecksilbersäule in einem Gemische von gleichen

Thei-

Theilen Schnee und Salmiak steigt, ist mit 0 (Null) bezeichnet; die Stelle aber, bis zu welcher das Quecksilber in der Hitze des siedenden Wassers steigt, mit 212. Fahrenheit sah diese beiden Stellen als feste oder unveränderliche Punkte an.

Den Abstand zweener solcher festen Punkte nennt man den Fundamentalstab; diesen theilte Fahrenheit in 212 gleiche Theile, und bezeichnete sie von unten hinauf, da dann die mit 0 bezeichnete Stelle der Skale der künstliche Frostpunkt, und die mit 212 bezeichnete der Siedpunkt heist. Beide Punkte können Fundamentalpunkte heisen.

Um noch grösere und noch geringere Wärmegrade angeben zu können, wird die Skale sowohl oberhalb als unterhalb den beiden Fundamentalpunkten verlängert, und die Eintheilung ober- und unterhalb fortgesetzt, so daß die einzelen Theile oder Grade alle eben so groß gemacht werden, wie die 212 Grade zwischen den beiden Fundamentalpunkten, wiewohl sie sich auf diese Weise immer mehr und mehr von wirklich gleichen Wärmegraden entfernen.

Der 32ste Grad über 0 ist der natürliche Gefrierpunkt, d. h. derjenige Punkt, bis zu welchem das Quecksilber in gefrierendem Wasser oder aufthauendem Schnee steigt. Der 600ste Grad ist derjenige, wobei das Quecksilber ins Sieden kommt.

Bei dem Versuch, welchen die Herren Braun, Aepinus, Lamonosow, Krusius, Zeiher und Mo-

Model, Mitglieder der Kaiserl. Akad. d. W. zu Petersburg im Dec. 1759. über die durch Vermischung des Schnees mit rauchendem Salpetergeist hervorgebrachte künstliche Kälte angestellt haben, fiel das Quecksilber im Fahrenheitschen Thermometer, da es in eine Mischung gesetzt wurde, 390 Grade unter 0 herab, und wurde hiernächst zu einem festen Metall, das sich zu einer dünnen Platte hämmern ließ, und nach 20 Minuten in der freien damals sehr kalten Luft wieder flüßig wurde. Bei 174 Gr. kommt rektificirter Weingeist ins Sieden.

§. 24.

Fahrenheits größtes Verdienst besteht wohl darin, daß er nicht nur ziemlich bestimmte Fundamentalpunkte wählte, sondern auch selbst durch diese Wahl Veranlassung zu einer noch bestimmteren Angabe der Fundamentalpunkte gab.

Man fand in der Folge, daß der natürliche Frostpunkt unveränderlicher ist, als Fahrenheits künstlicher, daß es also besser ist, solchen als den einen Fundamentalpunkt anzunehmen. Ausserdem hat man in der Folge die Veränderlichkeit des Siedpunkts näher kennen gelernt, und durch Beobachtungen gefunden, wie solcher von dem äusern Druck der Atmosphäre abhängt.

Deputirte der Königl. Soc. d. Wissenschaften zu London, die sich mit diesem Gegenstand besonders

ders zu beschäftigen, niedergesetzt waren, haben zu dem Ende folgendes nach ihren Beobachtungen mitgetheilt:

Wenn die Thermometerkugel bei einer Barometerhöhe von 332, 16 Par. Linien in siedendes Wasser 2 bis 3 Zolle tief eingetaugt, und nun der Siedpunkt an der Skale bemerkt wird, so ist es nur der Siedpunkt bei der erwähnten Barometerhöhe. Bei einer größern Barometerhöhe steigt das Quecksilber im siedenden Wasser höher, bei einer geringern aber nicht so hoch.

Zu jeder Aenderung der Barometerhöhe von 1,28 Par. Linie, gehört eine Aenderung in der Höhe des Siedpunkts, welche $\frac{1}{1000}$ des auf der Skale bezeichneten Fundamentalabstandes des bemerkten Siedpunktes vom natürlichen Gefrierpunkt beträgt.

Wird also das Thermometer zu einer Zeit verfertiget, da die Barometerhöhe $= 332, 16 \pm n . 1,28$ Par. Linien hoch steht, und der Siedpunkt zu der Zeit in siedendem Wasser in der Entfernung λ über dem natürlichen Gefrierpunkt gefunden, so soll man diese Entfernung λ so abändern, daß man dafür $\lambda \pm \frac{n}{1000} . \lambda$, oder $\frac{1000 \pm n}{1000} . \lambda$

C statt

statt λ nimmt, also den Siedpunkt in der Entfernung $\frac{1000 + n}{1000}$. λ über dem natürlichen Gefrierpunkt bezeichnet.

Auf solche Weise würde der Fundamentalpunkt des Thermometers eben so genau bestimmt seyn, als der natürliche Gefrierpunkt, und man würde sehr genau zusammenstimmende Fahrenheitsche Thermometer erhalten, wenn man nunmehr den Abstand des Siedpunkts vom natürlichen Gefrierpunkt in 212—32 oder 180 gleiche Theile theilte.

§. 25.

Das de Lisle Thermometer unterscheidet sich von dem Fahrenheitschen nur durch die Skale, die er darauf gründet, daß das Volumen einer bestimmten Masse von Quecksilber beim natürlichen Gefrierpunkt um $\frac{150}{10000}$ kleiner sei, als beim Siedpunkt. Er bezeichnet daher den Siedpunkt mit 0, und den natürlichen Gefrierpunkt mit 150, und theilt nun diesen Fundamentalabstand in 150 gleiche Theile, die von oben herab gezählt werden.

§. 26.

Celsius, dessen Thermometer auch das schwedische heißt, bezeichnet den natürlichen Gefrierpunkt mit

mit 0, und den Siedpunkt mit 100, theilt also den Fundamentalabstand in 100 gleiche Theile, und zählt die Grade von unten hinauf.

§. 27.

Nach Hrn. Lambert bekommt der Fundamentalabstand des Luftthermometers 370 Grade. Wie nun die Fortschritte des Quecksilbers in diesem Thermometer auch noch auf eine ziemliche Strecke über und unter dem Fundamentalstand den Aenderungen der auf die Ausdehnung wirkenden Wärmemenge proportional sind, so sind es auch die Ausdehnungen des Quecksilbers in den andern Quecksilberthermometern ziemlich genau, wenigstens innerhalb den Grenzen des Fundamentalabstandes.

Es müssen also w Grade über dem natürlichen Gefrierpunkt, wenn solche nicht über den Siedpunkt hinausgehen, am Lambertschen Luftthermometer

mit $\frac{180}{370}$ · w Graden des Fahrenh. Therm.

— $\frac{150}{370}$ · w — des de Lisleschen Therm.

— $\frac{100}{370}$ · w — des Celsiusschen —

über dem natürlichen Gefrierpunkt übereinstimmen.

§. 28.

Ich habe schon oben erwähnt, daß gleiche Quantitäten von Wärmetheilchen zugesetzt, die Ausdehnung des Quecksilbers nicht gleichviel vergrößern. Je geringer die Temperatur ist, desto geringer ist die Ausdehnung, welche das Quecksilber durch einerlei Zusatz von Wärme leidet, oder desto größer muß der Zusatz von Wärme seyn, um einerlei Ausdehnung zu bewirken. Hr. de Lüc hat hierüber schätzbare Beobachtungen angestellt. Wenn man nämlich den Fundamentalabstand eines Quecksilberthermometers vom natürlichen Gefrierpunkt bis zum Siedpunkt in 80 gleiche Theile theilt, so ergiebt sich folgende Tafel:

Grade der wirklichen Wärme.		Zugehörige Grade des Quecks. Therm. nach Hrn. de Lücs Beobacht.
Siedp.	80	80,0
	75	74,7
	70	69,4
	65	64,2
	60	59,0
	55	53,8
	50	48,7
	45	43,6
	40	38,6
	35	33,6

Grade

Grade der wirkl. Wärme.	Zugehörige Grade des Quecks. Therm. nach Hrn. de Lücs Beobachtungen.
30	28,7
25	23,8
20	18,9
15	14,1
10	9,3
5	4,6
Eisp. 0	0,0

Weil nun zu gleichen Thermometeränderungen desto größere Wärmeänderungen gehören, je geringer die Temperatur ist, so hat Hr. de Lüc hiernach noch eine besondere Tafel mitgetheilt, welche nach einem solchen 80 theiligen Quecksilbertherm. die wahren Aenderungen der Wärme anzeigt, die ich gleichfalls hersetzen will.

Grade des 80 theiligen Quecksilber-Thermom.	Zugehörige Grade für wirkliche Wärmeänderung.
Siedpkt. 80	80,00
75	75,28
70	70,56
65	65,77
60	60,96
55	56,15

Grade des 80 theiligen Quecksilbers Thermom.	Zugehörige Grade für wirkliche Wärmeänderung.
50	51,26
45	46,37
40	41,40
35	36,40
30	31,40
25	26,22
20	21,12
15	15,94
10	10,74
5	5,43
Eisp. 0	0,00

Da nun beim Lambertschen Luftthermometer die Höhe von der Stelle, welche das Quecksilber, bei Beraubung aller Luftwärme in der Kugel, erreichen würde, bis zum natürlichen Gefrierpunkt oder Eispunkt 1000 eben so große Theile oder Grade enthält, als der Fundamentalabstand 370 hat, die der Wärme proportionale Grade aber immer kleiner und kleiner werden, so müssen vom Punkt der absoluten Kälte, wo nämlich gänzliche Beraubung aller Wärmetheile, die auf die Ausdehnung wirken, eintritt, bis zum Eispunkt offenbar weit mehr als 1000 wahre, der Wärme wirklich proportionale, Wärmegrade statt finden. Oder das oben gebrauch-

te W muß weit größer seyn als 1000, wenn man vom Eispunkt bis zum Siedpunkt 370 zählt.

Keine Art von Untersuchungen sind inzwischen bisher hinlänglich gewesen, die Stelle des absoluten Null zu bestimmen, und den verhältnismäßigen Werth von W anzugeben. Hr. Lavoisier ist der Meinung, daß der Abstand dieses Punktes vom natürlichen Gefrierpunkt wenigstens $7\frac{1}{2}$ mal soviele Grade fasse, als der Fundamentalabstand, wahre, der Wärme proportionale, Grade verstanden. Auf solche Weise müßte also der natürliche Gefrierpunkt am Luftthermometer, wenn der Fundamentalabstand 370 Grade bekommt, wenigstens mit $7\frac{1}{2}$ mal 370 oder mit 2775 bezeichnet werden.

Weil aber auf eine Angabe, die im Grunde nichts weiter als Vermuthung ist, keine Berechnung gebaut werden kann, so will ich die Anzahl von wahren Wärmegraden vom absoluten Null bis zum Eispunkt in der Folge allemal mit W bezeichnen. Auch werde ich die einmal eingeführten gleich große Thermometergrade der Quecksilberthermometer als wahre der merklichen Wärmeänderungen proportionale Wärmegrade beibehalten, weil ihre Abweichung von den wahren für die Ausübung, wenigstens innerhalb dem Fundamentalabstand, unbedeutend ist.

§. 29.

Das Thermometer mit dem 80theiligen Fundamentalabstand rührt von Réaumür her, und heist darum auch das Réaumürsche Thermometer.

Reaumür änderte nämlich das Fluidum und die Skale. Statt des Quecksilbers wählte er gefärbten mit Wasser verdünnten Weingeist, damit er ohne zu kochen die Siedhitze des Wassers sollte aushalten können. Den natürlichen Gefrierpunkt bezeichnete er mit 0, den Siedpunkt mit 80, weil sein Weingeist sich von jenem Punkt bis zur Siedhitze in der Verhältniß 1000 : 1080 ausdehnte. Er theilte also diesen Fundamentalabstand in 80 gleiche Theile oder Grade, die oberhalb und unterhalb den beiden Fundamentalpunkten fortgesetzt werden.

§. 30.

Beobachtungen haben ergeben, daß bei Vergleichung dieses Reaumürschen Weingeistthermometers mit dem Luftthermometer die Grade des erstern mit denen des letztern nicht zu gleichen Schritten fortgehen. Hr. Lambert hat (Pyr. S. 67.) folgende zusammengehörige Grade eines mit Quecksilber, und eines mit Weingeist angefüllten Thermometers bei Reaumürscher Skale beobachtet.

Thermom. mit Quecksilber.	Thermom. mit Weingeist.	
0 Grade.	0 Grade.	Natürliche Gefrierkälte
29,7	32,0	Wärme d. Leibes im Bette
50,0	57,0	Schmelzendes Wachs
80,0	102,6	Siedendes Wasser.

§. 31.

§. 31.

Die Grade des Quecksilbers will ich mit p, die des Weingeistes mit w bezeichnen, so sind die zusammengehörigen Werthe

$$q = 29{,}7 \qquad w = 32{,}0$$
$$= 50{,}0 \qquad = 57{,}0$$
$$= 80{,}0 \qquad = 102{,}6$$

Man setze nun allgemein

$$w = A \cdot q + B \cdot q \cdot \frac{q - 29{,}7}{29{,}7}$$
$$+ C \cdot q \cdot \frac{(q - 29{,}7) \cdot (q - 50)}{29{,}7 \cdot 50} + \&c.$$

und nun weiter

$$A = \frac{32}{29{,}7} = 1{,}077$$

$$B = \left(\frac{57}{50} - \frac{32}{29{,}7}\right) \cdot \frac{50}{50 - 29{,}7} = 0{,}155$$

$$C = \left(\frac{102{,}6}{80} - 1{,}077 - \frac{57 \cdot (80 - 29{,}7)}{29{,}7}\right) \cdot$$
$$\cdot \frac{29{,}7 \cdot 50}{(80 - 29{,}7) \cdot (80 - 50)}$$
$$= -94{,}177 \cdot 0{,}984$$
$$= -92{,}670$$

So gibt sich

$$w = 1{,}077 \cdot q + 0{,}155 \cdot q \cdot \frac{q - 29{,}7}{29{,}7}$$

 — 92,67

$$- 92{,}67 \cdot q \cdot \frac{(q - 29{,}7)\cdot(q - 50)}{29{,}7 \cdot 50} + \&c.$$

$$= 1{,}077 \cdot q - 0{,}155 \cdot q + 0{,}00522 \cdot q^2 - \&c.$$
$$= 0{,}922 \cdot q + 0{,}00522 \cdot q^2 - \&c.$$

Behält man nur diese beiden Glieder bei, so findet man w etwas zu groß; es findet sich hiernach, für $q = 80$, $w = 106{,}7$ anstatt $= 102{,}6$ zu finden.

Man setze daher zur Korrektion der Formel

$$w = 0{,}922 \cdot q + 0{,}00522 \cdot q^2 - \alpha \cdot q^3$$

so ergibt sich, $w = 102{,}6$ und $q = 80$ gesetzt,

$$\alpha = 0{,}000009$$

also,

$$w = 0{,}922 \cdot q + 0{,}00522 \cdot q^2 - 0{,}000009 \cdot q^3$$

Ex. Für $q = 0$ gibt sich $w = 0$
— $q = 50$ — $w = 58{,}0$
— $q = 80$ — $w = 102{,}6$

§. 32.

Sucht man q durch w, so hat man im vor. §.

$$q = A \cdot w + B \cdot w \cdot \frac{w - 32}{32} + \&c.$$

und

$$A = \frac{29{,}7}{32} = 0{,}928$$

$$B = \left(\frac{50}{57} - \frac{29{,}7}{32}\right) = - 0{,}051$$

also

q =

$$q = 0{,}928 \cdot w + 0{,}051 \cdot w - 0{,}00159 \cdot w^2 + \&c.$$

oder

$$q = 0{,}979 \cdot w - 0{,}00159 \cdot w^2 + \&c.$$

Setzt man zur Korrektion dieser Formel

$$q = 0{,}979 \cdot w - (0{,}00159 + \alpha) \cdot w^2$$

so findet sich,

$$q = 80 \text{ und } w = 102{,}6 \text{ gesetzt,}$$

$$\alpha = 0{,}00035$$

also

$$q = 0{,}979 \cdot w - 0{,}00194 \cdot w^2$$

und hieraus wird

$$w = 252 - \sqrt{(63655 - 515{,}4 \cdot q)}$$

welches die Werthe von w etwas genauer giebt, als die vorige Formel.

Diese Formel versteht sich aber für ein solches Weingeistthermometer, wobei die Siedhitze des Wassers mit 102,6 bezeichnet ist.

Ist der Siedpunkt mit 80 bezeichnet, oder der Fundamentalabstand in 80 Theile getheilt, so ist

$$w = \frac{80}{102{,}6} \cdot (252 - \sqrt{(63655 - 515{,}4 \cdot q)})$$

oder

$$w = 196{,}5 - \sqrt{(38702 - 313{,}36 \cdot q)}$$

Weil beim Rechnen immer kleine Grösen in den Decimalstellen verlohren gehen, so setze man hier α statt

statt des Koefficienten von q, so muß, q = 80 gesetzt, auch w = 80 werden, also

$$80 = 196,5 - \sqrt{(38702 - \alpha \,.\, 80)}$$

Hieraus findet sich $\alpha = 314,12$; demnach genauer

$$w = 196,5 - \sqrt{(38702 - 314,12 \,.\, q)} \quad (♄$$

§. 33.

Hr. Strohmayer gebraucht die Formel

$$q = 1,272 \,.\, w + 0,0034 \,.\, w^2 \quad (♀$$

woraus sich

$$w = 187,06 - \sqrt{(34991,44 - 294,12 \,.\, q)} \quad (☿$$

ergibt.

Hr. Lambert findet (Pyr. S. 68.) die Formel

$$w = 232,88 - \sqrt{(54233,09 - 465,76 \,.\, q)}$$

die man aber zur Rechten noch mit $\frac{80}{102,6}$ multipliciren muß, um sie auf ein Thermometer zu bringen, welches in der Siedhitze des Wassers auf 80 Gr. steht. Auf solche Art erhält man

$$w = 181,57 - \sqrt{(32952 - 283,13 \,.\, q)} \quad (♁$$

§. 34.

Die Tafel auf der folgenden Seite dient zur Vergleichung dieser drei Formeln unter sich und mit Beobachtungen. Die Zahlen der Strohmayerschen Beobachtungen sind eigentlich nicht unmittelbar beobachtet, sondern nach der Formel (§. 33 ♀) berechnet; weil aber Hr. Strohmayer Versuche angestellt hat, die der Formel ♀ genau entsprechen, so können aus diesem Grund die nach ♀ berechneten Zahlen auch als Beobachtungen gelten.

Gra=

Grade eines Quecksilberthermometers mit Réaumürscher Skale.	Grade des Réaumürschen Weingeistthermometers. Nach der Formel H §. 32.	Nach der reducirten Lambertschen H §. 33.	Nach Hrn. Dü. Crest Beobachtungen.	Nach Hrn. de Lüc Beobachtungen.	Nach Hrn. Strohmayers Beobachtungen.
0	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10	7,92	7,98	7,94	7,90	8,03
20	16,17	16,23	16,27	16,50	16,45
30	25,40	25,13	25,05	25,60	25,30
40	34,83	34,46	34,36	35,10	34,66
50	44,86	44,41	44,31	45,30	44,63
60	55,60	55,16	55,06	56,20	55,36
70	67,22	66,91	66,83	67,80	67,05
80	80,00	80,00	80,00	80,00	80,00

§. 35.

§. 35.

Die vorstehende Tafel zeigt, daß meine Formel

$$w = 196,5 - \surd (38702 - 314,12 . q).$$

dem Ges[illegible] der Natur sehr genau entspricht, und daß die d[illegible]nach berechneten Zahlen den de Lucschen sehr nahe kommen. Sie ist also zur Vergleichung eines Reaumürschen Weingeistthermometers mit einem Quecksilberthermometer, das die Reaumürsche Skale führt, vollkommen brauchbar.

§. 36.

Da die Ausdehnungen des Que[illegible]lbers, innerhalb den beiden Fundamentalpunkten, genau genug der Gröse der Wärme oder der Quantität der auf die Ausdehnung wirkenden Wärmetheile proportional sind, die Ausdehnungen des Weingeistes aber von denen des Quecksilbers in sehr ungleicher Verhältniß abweichen, so folgt, daß die Weingeistthermometer selbst innerhalb dem Fundamentalabstand keine der Wärme proportionale Aenderungen anzeigen. Daher ist auch das Reaumürsche Weingeistthermometer wenig in Gebrauch gekommen.

Inzwischen hat man die Reaumürsche Skale sehr häufig statt der Fahrenheitschen angenommen, und nennt nun gewöhnlich ein Quecksilberthermometer mit Reaumürscher Skale auch ein Reaumürsches Thermometer.

Da

Da man in dem bisherigen den Unterschied dieser beiden Arten von Thermometer kennen gelernt hat, so sieht man, wie sehr man Ursache hat, jedesmal bei Benennung des Reaumürschen Thermometers anzuzeigen, ob man ein wahres Reaumürsches Weingeistthermometer, oder ein sogenanntes Reaumürsches Quecksilberthermometer versteht.

§. 57.

Nunmehr lassen sich die erwähnten verschiedenen Thermometerarten leicht mit einander vergleichen. Die Grade, welche das Fahrenheitsche, das Reaumürsche Weingeist-, das Reaumürsche Quecksilber-, das de Lislesche, das Celsiussche, und das Lambertsche (Amontonsche) Luftthermometer bei gleicher Wärme anzeigen, will ich mit F, w, R, D, C und L bezeichnen.

80 Reaumürsche Quecksilbergrade gehen auf 180 Fahrenheitsche, oder 4 von jenen auf 9 von diesen; da nun die mit 0 bezeichnete Stelle des Reaum. Quecks. Thermom. im Fahrenheitschen schon mit 32 bezeichnet ist, so hat man

$$F = \frac{9}{4} R + 32$$

wenn von Graden über dem natürlichen Gefrierpunkt die Rede ist. Für R Grade unter diesem Punkt hat man schon $\frac{9}{4}$ R Grade unter demselben auf dem Fahrenheitschen Thermom. und diese Stelle ist also auf dem Fahrenheitschen Thermometer mit $32 - \frac{9}{4} R$ bezeichnet.

Man

Man hat also allgemein für Wärmegrade über und unter, dem natürlichen Gefrierpunkt, für erstere das Zeichen + und für letztere das Zeichen — verstanden,

$$F = 32 \pm \frac{9}{4} R$$

oder

$$\text{I.)}\ R = \pm \frac{4\,(F - 32)}{9}$$

Für das Reaumürsche Weingeistthermometer, dessen Fundamentalabstand 80 Gr. hat ist (s. §. 32).

$$w = 196,5 - \sqrt{(38702 - 314,12 \cdot R)}$$

also

$$\text{II.)}\ R = \frac{38702 - (196,5 - w)^2}{314,12}$$

Beim de Lisleschen Thermometer (§. 25) enthält der Fundamentalabstand 150 Grade, es gehen also 150 de Lislesche Grade auf 80 Reaumürsche, oder 15 von jenen auf 8 von diesen d. h. 8 Reaumürsche Grade geben schon 15 de Lislesche über dem Eispunkt, oder R Grade betragen schon $\frac{15}{8}$ R Grade auf dem Delisleschen Thermometer, und diese sind auf der Delisleschen Skale mit $150 - \frac{15}{8}$ R bezeichnet, also hat man für einerlei Wärme

D =

$$D = 150 - \frac{15}{8} R$$

und daher

$$\text{III.)}\ R = \frac{8 \cdot (150 - D)}{15}$$

beim Celsinsschen oder schwedischen Thermometer (§. 26) ist schlechthin

$$C = \frac{100}{80} \cdot R$$

also

$$\text{IV.)}\ R = 0{,}8 \cdot C$$

Beim Luftthermom. (§. 19.) enthält der Fundamentalabstand 370 Grade, und der unterste davon ist mit 1000 bezeichnet. Man hat also bei einerlei Wärme

$$L = \frac{370}{80} R + 1000$$

und

$$\text{V.)}\ R = \frac{8 \cdot (L - 1000)}{37}$$

Aus diesen 5 Gleichungen lassen sich leicht alle übrige herleiten.

Soll z. B. C durch D ausgedruckt werden, so gibt die Verbindung der IIIten Gleichung mit der IVten

$$\frac{8 \cdot (150 - D)}{15} = 0{,}8 \cdot C$$

D also

also

$$C = \frac{10 \cdot (150 - D)}{15}$$

$$= 100 - \tfrac{2}{3} D$$

Soll L durch w ausgedruckt werden, so geben II. und V.

$$\frac{38702 - (196,5 - w)^2}{314,12} = \frac{8 \cdot (1000 - L)}{37}$$

also

$$L = 1000 - \frac{37 (38702 - (196,5 - w)^2)}{8 \cdot 314,12}$$

u. s. w. daß also durch die obigen 5 Gleichungen die Grade eines jeden Thermometers auf die Skale eines jeden andern der erwähnten 6 Thermometer reducirt werden können.

§. 38.

Das Lambertsche Luftthermometer ist das empfindlichste; es zeigt vorübergehende kleine Wärmeänderungen sehr schnell an, und seine Aenderungen gehen überdas mit den Wärmeänderungen am genausten zu gleichen Schritten. Und wenn gleich auch bei ihm der von Hrn. Lambert angenommene Werth von W = 1000 noch viel zu klein ist, so kommt er doch dem wahren Wärmegrad bei dem natürlichen Gefrierpunkt ungleich näher, als bei allen übrigen Thermometern. Ich drucke daher sehr gerne

gerne Wärmegrade nach dem Lambertschen Luftthermometer aus, und füge aus diesem Grund noch folgende Formeln bei.

§. 39.

Aus (§. 37. V.) ist

$$\text{I. } L = \frac{37}{8} R + 1000$$

Aus (§. 37. IV. und V) ist

$$0{,}8 \cdot C = \frac{8 \cdot (L - 1000)}{37}$$

also

$$\text{II. } L = 1000 + 3{,}7 \cdot C$$

Aus (§. 37. V. und III.) ist

$$\frac{8 \cdot (1000 + L)}{37} = \frac{8 \cdot (150 - D)}{15}$$

also

$$\text{III. } L = \frac{37 \cdot (150 - D)}{15} - 1000$$

Aus (§. 37. V. und II.) ist

$$\frac{8 \cdot (1000 + L)}{37} = \frac{38702 - (196{,}5 - w)^2}{314{,}12}$$

also

$$\text{IV. } L = \frac{37 \cdot (38702 - (196{,}5 - w)^2)}{2512{,}96} - 1000$$

Aus (§. 37. V. und I.) ist

$$\frac{8 \cdot (1000 + L)}{37} = \pm \frac{4 \cdot (F - 32)}{9}$$

also

$$\text{V. } L = \pm \frac{37 \cdot (F - 32)}{18} - 1000$$

§. 40.

Man gedenke sich ein Reaum. Quecks. Thermometer am Eispunkt mit der richtigen Verhältnißzahl W bezeichnet, so würde sich jeder mit R bezeichnete Grad eines solchen Thermometers in W + R verwandeln, und jeder mit R' bezeichnete in W + R'. Wenn also z. B. 1 Pfund Wasser von der Temperatur R mit 1 Pfund Wasser von der Temperatur R' vermischt würde, so wäre die Quantität der Wärme in der vermischten Masse von 2 Pfund.

$$= (W + R) + (W + R')$$

wofern nämlich die Thermometergrade mit den wahren Wärmegraden zu gleichen Schritten gehen.

Sollte also dieser Satz statt finden, so müßte nach der Mischung in 1 ℔ Wasser die vertheilte Wärmemenge

$$= W$$

$$= \frac{W + R + W + R'}{2}$$

$$= W + \frac{R + R'}{2}$$

sein, und das Thermometer müßte also in der Mischung $\frac{R + R'}{2}$ Grade über 0 zeigen, womit auch die Erfahrung genau genug zusammenstimmt.

So wird also der bisher angenommene Satz, daß die Thermometeränderungen bei Quecks. Thermometern genau genug den wahren Wärmeänderungen proportional seien, sehr leicht aus der Erfahrung hergeleitet.

Werden p Pfunde Wasser von der Temperatur $W + R$ mit q Pfunden von der Temperatur $W + R'$ vermischt, so ist die Temperatur der Mischung

$$= \frac{p \cdot (W + R) + q \cdot (W + R')}{p + q}$$

$$= W + \frac{p \cdot R + q \cdot R'}{p + q}$$

und das Reaumürsche Quecksilber-Thermometer zeigt also

$$\frac{p R + q R'}{p + q}$$

Grade über dem Eispunkt, welches die Erfahrung bestätiget.

 §. 14.

§. 41.

Wenn Delisleſche Grade D, D' mit Réaumürſchen Queckſilbergraden R, R' korreſpondiren, ſo hat man (§. 37)

$$R = \frac{8 \cdot (150 - D)}{15}$$

und

$$R' = \frac{8 \cdot (150 - D')}{15}$$

Wenn alſo p Pfunde Waſſer von der Temperatur D mit q Pfunden von der Temperatur D' vermiſcht werden, ſo iſt die Temperatur der Miſchung

$$= \frac{p R + q R'}{p + q}$$

$$= \frac{p \cdot \frac{8 \cdot (150 - D)}{15} + q \cdot \frac{8 \cdot (150 - D')}{15}}{p + q}$$

$$= \frac{8 \cdot 150}{15} - \frac{8 \cdot (p \cdot D + q \cdot D')}{15 \cdot (p + q)}$$

$$= \frac{8 \cdot \left(150 - \frac{p \cdot D + q \cdot D'}{p + q}\right)}{15}$$

Heißt

Heist also die Temperatur der Mischung, über dem Eispunkt, nach Reaum. Queckfilber-Thermom. ϱ, und ist

$$\frac{p \cdot D + q \cdot D'}{p + q} = \delta$$

Delisleschen Graden, so hat man

$$\varrho = \frac{8 \cdot (150 - \delta)}{15}$$

und nun erhellet aus (§. 37. III.), daß δ derjenige Delislesche Grad ist, welcher mit dem Reaumürschen ϱ korrespondirt, demnach ist die Temperatur der Mischung nach Delisleschem Therm. =

$$\frac{p \cdot D + q \cdot D'}{p + q}$$

über dem Gefrierpunkt, oder überhaupt =

$$W + \frac{p \cdot D + q \cdot D'}{p + q}$$

§. 42.

Wenn F, F' des Fahrenheitschen Thermometers zu R, R' des Reaumürschen Queckf. Therm. gehören, so ist bei der erwähnten Mischung von F und F' Graden die Temperatur der Mischung =

$$\frac{p \cdot R + q \cdot R'}{p + q}$$

(§. 37. I.)

$$= \frac{p \cdot (\pm 4 \cdot (F - 32)) \pm q \cdot 4 \cdot (F' - 32))}{9 \cdot (p + q)}$$

$$= \pm \frac{p + q}{9 \cdot (p + q)} \cdot (-4 \cdot 32) \pm \frac{p \cdot 4 F + q \cdot 4 F'}{9 \cdot (p + q)}$$

$$= \pm \frac{4 \cdot \left(\frac{p F + q F'}{p + q} - 32 \right)}{9}$$

Setzt man

$$\frac{p F + q \cdot F'}{p + q} = \varphi$$

und nimmt ϱ wie vorhin, so hat man

$$\varrho = \pm \frac{4 \cdot (\varphi - 32)}{9}$$

wo nach (§. 37. I.) φ der Fahrenheitsche Grad ist, welcher mit ϱ korrespondirt, also ist der Fahrenheitsche Grad der Mischung =

$$\frac{p \cdot F + q \cdot F'}{p + q}$$

§. 43.

Eben so ergiebt sich (§. 37. IV.)

$$\varrho = 0{,}8 \cdot \frac{p \cdot C + q \cdot C'}{p + q}$$

und

und es ist also

$$\frac{p \cdot C + q \cdot C'}{p + q}$$

der Celsiussche Wärmegrad einer aus p Pfunden Wassers von der Temperatur C mit q Pfunden von der Temper. C' gemachten Vermischung.

§. 44.

Wenn also auf irgend einem Quecksilberthermometer die Temperatur von p Pfunden Wasser durch den Grad N und die Temperatur von q Pfunden durch den Grad N' angedeutet wird, und nun die Temperatur der Mischung auf eben dem Thermometer den Grad v zeigt, so hat man allemal

$$v = \frac{p \cdot N + q \cdot N'}{p + q}.$$

Daß eben der Satz auch vom Luftthermometer gilt, erhellet aus (§. 40.) Aber bei dem Weingeistthermometer findet er nicht statt, wie gleichfalls aus (§. 40.) folgt, weil die Ausdehnungen des Weingeistes denen des Quecksilbers oder den Wärmegrösen nicht proportional sind. Wenn nämlich w, w' am Weingeistthermometer mit R, R' Graden des Reaumürschen Quecksilber-Therm. korrespondiren, so ist

$$\varrho + \frac{p \cdot R + q \cdot R'}{p + q}$$

 oder

oder (§. 37. II.) =

$$\frac{p\cdot(38702-(196{,}5-w)^2)+q\cdot(38702-(196{,}5-w)^2)}{314{,}12\cdot(p+q)}$$

$$=\frac{38702-\dfrac{p\cdot(196{,}5-w)^2+q\cdot(196{,}5-w')^2}{p+q}}{314{,}12}$$

Heißt der Wärmegrad der Vermischung nach dem Weingeistthermometer δ, so ist (§. 37. II.)

$$\varrho=\frac{38702-(196{,}5-\delta)^2}{314{,}12}$$

also

$$(196{,}5-\delta)^2=\frac{p\cdot(196{,}5-w)^2+q\cdot(196{,}5-w')^2}{p+q}$$

und

$$\delta=196{,}5-\sqrt{\frac{p\cdot(196{,}5-w)^2+q\cdot(196{,}5-w')^2}{p+q}}$$

$$=196{,}5-\sqrt{\left(196{,}5^2+\frac{p\,w^2-p\cdot393\cdot w+q\cdot(w')^2-q\cdot393\cdot w'}{p+q}\right)}$$

$$=196{,}5-\sqrt{\left(196{,}5^2+\frac{(w-393)\cdot p\,w+(w'-393)\cdot q\cdot w'}{p+q}\right)}$$

nicht

nicht aber

$$\delta = \frac{p \cdot w + q \cdot w'}{p + q}$$

Daher ist das wahre Reaumürsche Weingeistthermometer zu thermometrischen Vergleichungen das ungeschickteste.

§. 45.

Zum Beschluß dieses Kapitels füge ich nachstehendes Verzeichniß von bestimmten Temperaturen bei, welches Hr. Lambert in seiner Pyrometrie S. 276. mitgetheilt hat, wogegen sich freilich manche Erinnerung machen ließe. Die Reduktion aufs Luftthermometer geschieht nach (§. 39. V.)

Materien in bestimmter Temperatur.	Fahrenheitsche Grade.	Luftthermometer Grade.
Die künstliche Kälte (§. 23), welche ich einschalte	−390	264
Frierendes Quecksilber in freier Luft	− 62	769
Frierender Salpetergeist	− 40	852
Frierender Brandewein	− 32	868
Gefrierende Mischung, aus 3 Theilen Weingeist und 2 Theilen Wasser	− 28	877
Gefrierende Mischung von gleichviel Weingeist und Wasser	− 24	885
Kälte, welche die Seidenwürmer noch aushalten	− 13	908
Schnee mit Küchensalz vermischt	− 6	922

Gefrie-

Materien in bestimmter Temperatur.	Fahrenheitsche Grade.	Luftthermometer Grade.
Gefrierende Mischung aus 1 Theil Weingeist und 3 Theilen Wasser	− 4	926
Schnee mit Salmiak	0	934
Gefrierender Burgunder, Maderawein	+ 20	975
Gefrierendes Hammelsblut	25	985
Gefrierender Weinessig	28	992
Gefrierende Milch	30	996
Gefrierend Wasser	32	1000
Stockendes Baumöhl	43	1021
Stockende Butter	74	1085
Schmelzende Butter	82	1103
Mineralwasser zu Chatel-Guion	86	1111
Siedende Maibutter	88	1115
Wärme des Blutes	96	1132
Wärme im Bienenkorbe	97	1134
Hitze, welche den Seidenwürmern tödlich ist	100	1140
Schmelzendes Schweinsnierenfett	100	1140
Ziegenblut, Schaafsblut	101	1142
Seekalbswärme, Hundsblut	102	1144
Schmelzender Talch von Ochsen und Hirschen	104	1148
Schweinsblut, Kalbsblut	104	1148
Mineralwasser zu Pfeffers.	104	1148
Bad zu Balarre in Navarre	106	1152

Bluts

Materien in bestimmter Temperatur.	Fahrenheitische Grade.	Luftthermometer Grade.
Blutwärme in Fiebern	108	1156
Schmelzender Wallrath, brütende Henne	108	1156
Wärme eines Rothbrüstchens	111	1162
Wasser für Frösche zu Heis	111	1162
Gerinnend Unschlitt	112	1164
Cäsars Bad auf dem Mont d'or	113	1166
Blut in hitzigen Fiebern	113	1166
Eine Mineralquelle zu Pisa	115	1171
Mühlbrunnquelle im Karlsbad	117	1175
Schmelzender Nierentalch vom Hammel	124	1189
Pferdemistbeet	128	1197
Wasser für Froscheneyer tödlich	133	1208
Neue Quelle im Karlsbad	137	1216
Stockend Wachs	140	1222
Fliesend Wachs	142	1226
Schmelzend Harz	150	1238
Wasser, worin ein Ey hart siedet	156	1255
Gerinnend Blut	156	1255
Schmelzendes schwarzes Pech	160	1263
Brudelwasser im Stender im Karlsbad	163	1269
Siedendes Alkohol	174	1292
Siedender Brandewein	190	1325
Siedender rother Franzwein	199	1343

Sie-

Materien in bestimmter Temperatur.	Fahrenheitsche Grade.	Luftthermometer Grade.
Siedendes Wasser (§. 24.)	212	1370
Geigenharz wird weich	216	1378
Siedendes Meerwasser	218	1382
Schmelzendes Siegellack	228	1402
Schmelzender Schwefel	236	1419
Geschmolzen Geigenharz	240	1428
Siedendes Scheidewasser, Salpetergeist	242	1432
Geschmolzener Schwefel	244	1436
Schmelzendes Zinn	420	1798
Schmelzender Wismuth	460	1880
Siedendes Vitriolöhl	546	2057
Schmelzendes Blei	550	2065
Siedendes Therpentinöhl	560	2085
Siedendes Quecksilber, Leinöhl	600	2167
Schmelzender Goldmarkasit	606	2180
Siedendes Rübsaamenöhl	715	2404
Weiches Gold fängt an zu schmelzen	766	2509
Schmelzender Zink	800	2579
Schmelzender Reg. ♁ mart.	805	2630
Schmelzendes Silber	1000	2990
Schmelzendes Kupfer, Koboldkönig	1450	3915
Schmelzendes Eisen	1600	4223

Drit-

Drittes Kapitel.

Von den Wirkungen der Schwere auf den Wärmestoff.

§. 46.

Ist der Wärmestoff schwer? oder allgemeiner: läßt sich irgend ein Stoff mit Körpern verbunden gedenken, welcher der Wirkung der Schwere nicht unterworfen wäre?

Unsere Lehrbücher der Mechanik beschäftigen sich gar nicht mit dieser Frage, sie tragen aber gleich anfangs solche Sätze vor, welche die Verneinung jener Frage stillschweigend in sich schliesen.

Die Schwere wird nämlich als eine allgemeine Kraft angesehen, welche in jedes Element eines physischen Stoffs wirke, so daß die Gröse der bewegenden Kraft, oder auch das Gewicht eines Körpers die Verhältnißzahl für die Menge seiner physischen Elemente oder für seine Dichtigkeit sei.

Ist z. B. das Gewicht von einem Kubikzoll Quecksilber 14mal so gros als das von einem Kub. Zoll Wasser, so hält man es in jenen Lehrbüchern für ausgemacht, daß dieses daher rühre, weil einerlei Schwerkraft auf 14mal soviele Quecksilber-

theils

theilchen als Wassertheilchen wirke, oder daß ein gleiches Volumen von Quecksilber 14 mal soviel Masse enthalte als das Wasser.

§. 47.

Insofern man nun in der Mechanik die Gröse der Masse oder die Menge der physischen Elemente eines Körpers verhältnißmäßig durch die Summe der Eindrücke, welche die Schwere darauf macht, d. i. durch das Gewicht ausdruckt, so hat man es freilich mit einem blos hypothetischen Satz zu thun.

Wir wissen von der Schwere nichts weiter, als daß auch das kleinste Theilchen eines jeden Körpers, das wir durch mechanische Zertheilung der Augen darstellen können, ein Bestreben gegen den Mittelpunkt der Erde hat oder der Schwere unterworfen ist.

Ob aber dieses Bestreben der Materie für sich eigen ist, oder ob eine feine Materie, die ich den Schwerstoff nennen will, in dem Weltraum ausgebreitet ist, welche jenes Bestreben hat, und gegen welche die Elemente anderer Körper eine anziehende Kraft haben, und die erst in Verbindung mit andern Körpern jenes Bestreben äusert? Das läßt sich nicht so gradezu entscheiden.

§. 48.

Die Wärme der Körper könnte eben so gut als eine der Materie eigene Kraft angesehen werden, ver-

vermög der ein wärmerer Körper auf einen minder warmen wirkt, wie ein schwererer auf einen leichteren. Dennoch hat man es natürlicher gefunden, einen eigenen Wärmestoff anzunehmen. Es müßte also auch einen eigenen Schwerstoff anzunehmen verstattet seyn, sobald sich die Erscheinungen der Schwere leichter oder natürlicher daraus erklären ließen.

§. 49.

Nähme man einen eigenen Schwerstoff an, so müßte man sagen: iedes Schwerstofftheilchen hat, sobald seine Kraft wirksam gemacht wird, d. i. sobald es sich mit einem andern Körperstoff verbindet, das Bestreben zu fallen, so daß es ungehindert den Raum g (15,09 Par. Fus) in der ersten Sekunde nach dem Mittelpunkt der Erde durchlaufen würde.

Weil alle Schwerstofftheilchen eben das Bestreben hätten (in nicht merklich verschiedener Entfernung vom Mittelpunkt der Erde, die sich in den verschiedenen Punkten eines auch sehr großen Körpers und selbst eines hohen Gebürgs allemal annehmen läßt), so müßte es für die Geschwindigkeit des Falls gleichgültig seyn, ob viele oder wenige Schwerstofftheilchen mit einer gewissen Masse verbunden wären.

Es könnte also irgend einen Stoff geben, welcher die anziehende Kraft des Schwerstoffs gegen die Körper verminderte, so daß eben der Körper mit

jenem Stoff, den ich nun Leichtstoff nennen will, mehr oder weniger verbunden, eine Verbindung mit einer geringern oder grösern Menge von Schwerstofftheilchen eingehen könnte, und eben dadurch ein geringeres oder gröseres Gewicht bekäme.

Oder es könnten auch die Schwerstofftheilchen durch die Leichtstofftheilchen chemisch gebunden werden, so daß dieser vereinigte Stoff ohne Bestreben gegen den Mittelpunkt der Erde wäre. Nur die übrigen Schwerstofftheilchen behielten ihre volle Kraft, vermög der sie der Beschleunigung g wie zuvor fähig blieben, weil die Masse des Körpers hierbei nichts weiter thäte, als die Schwerstofftheilchen wirksam zu machen, und solchen als blose Hülle zu folgen.

Bei dieser Vorstellungsart wäre also das Gewicht nicht der Menge physischer Elemente, sondern der Menge von Schwerstofftheilchen, die mit der Masse verbunden wären, proportional. Masse wäre alsdann für die Mechanik nicht Summe physischer Elementen überhaupt, sondern nur Summe von Schwerstofftheilchen, womit ein Körper verbunden wäre. Quecksilber könnte 14mal schwerer als Wasser seyn, ohne 14mal dichter zu seyn. Das Gewicht eines Körpers könnte sich ändern, ohne daß dadurch die Beschleunigung im freien Fall abgeändert würde.

§. 50.

§. 50.

Bis hierhin bleibt es also immer noch unentschieden, ob es nicht einen Leichtstoff in der Natur geben könne, weil die Gesetze des freien Falls, die man unveränderlich findet, auch bei der Voraussetzung eines solchen Stoffs unveränderlich seyn könnten. Inzwischen ist diese Untersuchung noch nicht geendiget.

Dieser Vorstellung zufolge wären unsere Körper nichts weiter als bestimmte Räume für vereinigte Kräfte, deren Grenzen oder Gestalten uns wieder durch besonders wirkende Kräfte bemerkbar würden.

Physische Masse käme dabei, wenigstens in Rücksicht auf mechanische Gesetze, gar nicht in Betrachtung. Eine Masse dürfte 1000 mal soviele physische Theilchen haben, als sie hat, das würde für die Mechanik ganz gleichgültig seyn, wenn bei Veränderung der Masse die Menge der damit verbundenen Schwerstofftheilchen unverändert bliebe.

Es falle also eine Masse n und eine andere N = 1000.n, beide mit gleichvielen Schwerstofftheilchen verbunden, von einerlei Höhe herab, so müssen nach obiger Vorstellungsart, beide Massen einerlei Geschwindigkeit c erlangen. Die Gewalt der n am Ende des Falls heiße γ, der N aber G, wie wird sich nun γ zu G verhalten? ohnstreitig wie n zu N.

 Denn

Denn jedes körperliche Theilchen erhält eine seiner Geschwindigkeit proportionirte Gewalt; die Schwere theilt aber hier allen Theilchen gleiche Geschwindigkeit mit, und es muß sich also die Gewalt schlechthin wie die Menge der blos durch ihre Geschwindigkeit wirkenden Theilchen, d. i. wie $n : N$ verhalten. Die Schwere steht hier nur in so weit mit der Gewalt in Verbindung, als sie Geschwindigkeit hervorbringt; da nun die Geschwindigkeit bei ungeänderter Menge von Schwerstofftheilchen der nämliche bleibt, so muß, wo die Schwere mehreren Theilchen Geschwindigkeit mittheilt, auch eine größere Gewalt erfolgen.

§. 51.

Die wichtigste Erscheinung, welche hier zum Beispiel dienen kann, ist die bekannte Vergrößerung des Gewichts der Metalle durch ihre Verkalchung. Zehen Pfund Blei liefern 11 Pfund Bleikalch.

Nach Hrn. Gren, (Grundriß der Naturl. S. 651. u. f.) rührt diese Gewichtsvergrößerung daher, weil Leicht- und Wärmestoff aus dem Blei ausgetrieben worden sei, dieses aber Leichtstoffe seyen, welche vorher 1 Pfund Schwere im Blei aufgehoben hätten.

Wenn man also zwo Bleimassen A, B, jede von 10 Pfund nähme, hiernächst aber die eine B verkalchte, und von diesem Bleikalch nur $\frac{10}{11}$, also

10 Pfund nähme, welchen ich b nennen will, so hätten A und b gleich viele Schwertheile, aber die Menge der physischen Theilchen beider Massen A und b verhielte sich wie 1 zu $\frac{10}{11}$, oder wie 11 zu 10. Liesse man sie nun beide von einerlei Höhe herabfallen, so müßte sich die von A erlangte Gewalt zu der von b erlangten wie 11 zu 10 verhalten. Dieses findet man aber nicht, sondern die Gewalt verhält sich wie 10 zu 10, nämlich wie ihre Gewichte, die hier gleich groß sind.

Hrn. Grens Erklärung der erwähnten Erscheinung, kann also nicht angenommen werden, und solche nicht zum Beweis des Satzes dienen, daß der Wärmestoff der Schwere nicht unterworfen oder sogar ein Leichtstoff sei oder den Schwerstoff binde.

§. 52.

Einen andern Beweis von dem Satz, daß der Wärmestoff der Schwerkraft nicht unterworfen sei, nimmt Herr Gren von dem Umstand her, daß der freie Wärmestoff grade so wie das Licht der gradlinichten Strahlung fähig sei, welches allerdings besonders durch Hrn. Pickets schöne Versuche, die ich unten noch erwähnen werde, bewiesen wird. Die gradlinichte Bahn, sagt Hr. G. (a. a. O. S. 512), könne mit der Schwere nicht bestehen. Allein, wenn man mit Hrn. G. dem Wärmestoff, wo er freien Durchgang findet, eine außerordentliche Geschwindigkeit beilegt, wie solche gleichfalls Hrn.

Picktets Versuche beweisen, so fällt die parabolische Linie, welche ein schweres Wärmetheilchen durchlaufen müßte, auf alle die Längen, wobei Versuche angestellt werden, so genau in eine grade, daß die Abweichung von der graden auf keine Weise bemerkbar gemacht werden kann.

Durchlauft z. B. der freie Wärmestoff in 1 Sek. nur 100000 Fus, welches noch weit unter Herrn Grens Voraussetzung ist, so braucht er, 20 Fuse zu durchlaufen, nur $\frac{1}{5000}$ Sek. und in dieser Zeit sinkt er vermög der Schwere nur $\frac{15,625}{25000000}$ Rhnl. Fus, d. i. weniger als 0,0001 Linie. Eine solche Größe ist für uns so gut als Null.

§. 53.

Man hat also in der Strahlung des Wärmestoffs so wenig einen Grund, den Wärmestoff der Wirkung der Schwere zu entziehen, als in der Verkalchung der Metalle. Und da man sehr wichtige Gründe haben müßte, einen Satz, dessen Allgemeinheit bisher so uneingeschränkt befunden worden ist, wie die allgemeine Schwerkraft, so daß nicht nur alle sichtbare Stoffe auf unserer Erde, und selbst alle unserm Auge entgehenden Luftarten, sondern sogar alle im Weltraum herumkreisenden Himmelskörper dieser Kraft unterworfen sind, nicht mehr als allgemein anzuerkennen, sondern den Wärmestoff hier-

hiervon auszunehmen, so hat man Grund genug, auch diesen dem allgemeinen Gesetze zu unterwerfen.

In der That könnte auch zu dieser Ausnahme nichts Anlaß geben, als die so merkliche Gewichtszunahme verbrennender Körper, bei welcher keine flüchtige Theile mit fortgerissen werden, die auch eigentlich Hrn. Gren dazu verleitet hat. Da aber selbst Hrn. Grens Erklärung dieser Erscheinung auf Folgen führt, die der Erfahrung widersprechen, so daß die Voraussetzung eines Leichtstoffs gar nicht damit bestehen kann (§. 51.) hingegen eben diese Erscheinung nach dem Lavoisierschen System auf eine sehr natürliche Weise erklärt wird, ohne mit ausgemachten Gesetzen in Widerspruch zu kommen, so setzt man mit Recht den Wärmestoff so gut wie jede andere Materie unter die schweren Körper.

§. 54.

Inzwischen erhellet schon aus der ausserordentlichen Feinheit der Wärmetheilchen und der Entfernung, in der sie wegen ihres Bestrebens, sich gegenseitig von einander zu stosen, von einander abstehen müssen, daß sie blos als schwere Materie betrachtet, bei den Körpern beinahe gar nicht in Betrachtung kommen, und daß sie das Gewicht eines Körpers durch ihr eigenes Gewicht wohl nie merklich vergrösern können. Vielmehr wird das Gewicht eines Körpers bei erhöhter Temperatur,

wenn er in der Luft gewogen wird, kleiner befunden, weil der bei erhöhter Temperatur mehr ausgedehnte Körper wegen seines grösern Volumens mehr als vorher von seinem Gewicht in der Luft verliehrt. Ist nämlich das Volumen eines in einer gewissen Temperatur in der Luft abgewogenen Körpers, A Kub. Zolle, sein Volumen in einer gewissen höheren Temperatur $= A + a$, und das Gewicht eines Kub. Zolles Luft $= \gamma$, so ist das Gewicht, welches der Körper bei der höheren Temperatur in der Luft weiter verliehrt, als bei der niedrigern, $= \alpha . \gamma$, und dieses Gewicht ist größer als das Gewicht der Wärmetheilchen, welche noch in den Körper bringen mußten, um ihn von der niedrigern Temperatur auf die höhere zu bringen.

Heist das Gewicht dieser Wärmetheilchen γ', so ist $\frac{\gamma'}{\alpha \gamma}$ ein so kleiner Bruch, daß sich seine Gröse durch keine Art von Werkzeugen wird bemerkbar machen lassen.

Es kommt hierzu noch ein anderer Umstand, welcher das Gewicht eines Körpers bei erhöhter Temperatur gleichfalls vermindert. Jeder Körper bildet nämlich durch seine anziehende Kraft um sich herum einen eigenen Luftkreis oder eine verdichtete Luftmasse, soweit die anziehende Kraft zu wirken vermögend ist. Die dem Körper zunächst liegenden Lufttheilchen, hängen mit solchem ziemlich stark zusam-

sammen, und vermindern in gewissem Maase seine spec. Schwere, so daß z. B. eine sehr trockene Nehnadel behutsam auf einen ruhigen Wasserspiegel gelegt, darauf schwimmt.

Durch die höhere Temperatur des Körpers wird lene Lufthülle verdünnt, und diese am Körper gleichsam anklebende Hülle leichter. Diese Lufthülle hat nun selbsten ein Bestreben, in der sie umgebenden dichtern Luft in die Höhe zu steigen, und vermög ihres Zusammenhangs mit dem Körper schwächt sie daher den Druck des Körpers auf die Wageschale, oder macht ihn leichter. Wenn nun gleich die hiervon herrührende Verminderung des Gewichts gering ist; so sieht man doch, daß Hr. Gren (Grundr. d. Naturl. S. 556) Unrecht hat zu sagen:

„Es ist lächerlich, die Gewichtsabnahme aus „der Verdünnung der Luft umher ableiten zu „wollen, da diese offenbar die Vermehrung „des respectiven Gewichts hervorbringen „müßte.„

Viertes Kapitel.

Vom Einfluß der Expansivkraft des Wärmestoffs auf Form und Temperatur der Körper.

§. 55.

Ich gebrauche das Wort Expansivkraft nur als Ausdruck zur Bezeichnung der Kraft, welche den Wärmetheilchen eigen ist, sich von einander zu entfernen. Es ist dieses die einzige Eigenschaft, wodurch sie sich uns kennbar machen.

Eben daraus fließt der Begriff, den man sich vom Wärmestoff, insofern er bestimmte Räume erfüllt, zu machen hat, daß er nämlich in solchen als eine diskrete Flüßigkeit vorhanden ist, d. i. als eine solche, deren Theilchen einander nicht berühren, sondern durch ihre abstoßende Kraft sich immer von einander abhalten.

§. 56.

Man mag eine Materie, von welcher Art und von welcher Temperatur man will, mit irgend einer Materie, deren Art und Temperatur auch wie man will beschaffen seyn kann, in Berührung brin-

gen,

gen, so läßt allemal erstere, deren Temperatur τ heisen soll, Wärmetheile in leztere, deren Temperatur ich T nenne, übergehen; dieser Uebergang bleibt merkbar, solange nur $\tau > T$ ist, es mag übrigens $\frac{T}{\tau}$ so klein seyn als man will. Der Uebergang hört erst dann auf merkbar zu seyn, wenn T durch die Zunahme und τ durch die Abnahme so verändert worden sind, daß $T = \tau$ geworden ist. Nunmehr sind beide Körper in Rücksicht auf Temperatur im Gleichgewicht.

Daraus folgt aber nicht, daß in zween Körpern von einerlei Gewicht, deren Temperatuten im Gleichgewicht sind, wirklich gleichviel Wärmestoff enthalten seyn müsse.

Vermischt man z. B. ein Pfund Schnee von 32 Gr. Fahrenh. mit 1 Pfund Wasser von $162 + \alpha$ Gr. Fahr., so zerschmilzt aller Schnee, und die Temperatur der Mischung ist

$$\frac{162 + \alpha + 32 - 130}{2}$$

$$= 32 + \tfrac{1}{2}\alpha$$

oder, für $\alpha = 0$, $= 32$.

Der Schnee leidet also dadurch, daß er 130 Gr. Wärme vom Wasser verschluckt, nur die Aenderung, daß er dadurch in Wasser verwandelt wird, das gleichfalls die Temperatur von 32 Gr. hat.

Dem-

Demnach hat 1 Pfund Wasser von 32 Gr. Fahr. um soviel mehr Wärmetheile, als 1 Pfund Schnee oder Eis von 32 Gr., als nöthig sind, die Temperatur eines gefrierenden Wassers um 130 Gr. Fahr. zu erhöhen, oder auf 162 Gr. zu bringen.

Mit vielen andern Stoffen hat es eine ähnliche Bewandniß. Demnach können verschiedene Materien von einerlei Gewicht bei einerlei Temperatur eine sehr verschiedene Menge von Wärmetheilen enthalten.

§. 57.

Wenn also ein Stück Eis von 32 Gr. Fahr. in gleichviel Wasser von 32 Gr. gelegt wird, so hat letzteres ungleich mehr Wärmetheile, als ersteres, aber dennoch ist kein Uebergang von Wärmetheilen aus diesem in ienes merkbar.

Man sieht hieraus, daß die Körper eine anziehende Kraft gegen die Wärmetheile haben, und daß solche die Expansivkraft der Wärmetheile mehr oder weniger schwächen. Die Wärmetheile werden von den Körpertheilchen angezogen, und hängen mit solchen zusammen, sie suchen sich aber vermög ihrer Expansivkraft von einander zu entfernen, und dehnen auf solche Weise den Körper aus, destomehr, ie gröser die Expansivkraft ist. Die Temperatur einer Masse gründet sich auf den Ueberschuß der Expansivkraft der in ihr enthaltenen Wärmetheile über die

die anziehende Kraft der Masse gegen diese Wärmetheile.

§. 52.

Ich habe angemerkt, daß bei Körpern, die einander berühren, kein Uebergang von Wärmetheilen aus einem in den andern weiter bemerkbar ist, sobald die einander berührenden Körper gleiche Temperatur haben, wofern sie nämlich bei der Berührung ihre Natur nicht ändern oder nicht chemische Verbindungen eingehen.

Daß inzwischen nach erfolgtem Gleichgewicht der Temperaturen wirklich kein Uebergang mehr statt finde, läßt sich aus der unveränderlich bleibenden Temperatur keineswegs gradezu schliesen. Vielmehr sind wirklich hierüber die Meinungen getheilt.

H. H. Mayer ist der Meinung, daß beim Gleichgewicht der Temperatur auch ein wirkliches Gleichgewicht der Wärmetheilchen eintrete, so daß sich solche in wirklicher Ruhe befinden.

Hr. Gren aber verwirft in seinem Meisterwerk: Grundr. der Naturlehre, diese Meinung als irrig, und behauptet, die Wärmematerie ströhme aus jedem Körper, wie aus einem leuchtenden, das Licht, unaufhörlich aus, und Unveränderlichkeit der Temperaturen trete alsdann ein, wenn dem Körper in jedem Augenblick eben soviele Wärmematerie wieder zugeschickt werde, als er in jedem Augenblick

aus-

ausströhme; sei die Temperatur des einen Körpers grösser, als die des anliegenden, so ströhme auch aus dem kältern in den wärmern immerfort Wärmestoff, so wie aus diesem in jenen, nur empfange der wärmere weniger als er abgebe, und der kältere mehr als er abgebe, und so mußten nach und nach beide Körper gleiche Temperatur erhalten.

Ich muß inzwischen gestehen, daß ich Herrn Grens Meinung nicht beitreten kann, so sehr ich mich auch bemüht habe, Gründe dafür aufzusuchen, wozu mich schon die große Verehrung, die dieser verdienstvolle Naturforscher verdient, verpflichtete.

Die Quantität von Wärmetheilchen, welche in einem Raum beisammen seyn können, hängt von dem Ueberschuß der Expansivkraft der Wärmetheilchen über diejenige Kraft ab, welche ihrer Expansivkraft entgegen strebt. Dieses hat wohl seine ohnstreitige Richtigkeit.

Die Kraft nun, welche entgegen strebt, ist nicht nur die anziehende Kraft des Körpers, in welchem sich die Wärmetheilchen befinden, sondern auch der Ueberschuß der Kraft, mit welcher sich die im angrenzenden Raum oder in dem anliegenden Körper befindlichen Wärmetheilchen vermög ihrer Expansivkraft nach allen Seiten auszubreiten, und alle ihnen nahe kommenden oder nahe liegenden Wärmetheilchen von sich wegzustosen streben. Es kann also der Wärmestoff aus einem Körper in den andern

blos

blos vermög der Differenz der Ueberschüsse der Expansivkräfte der Wärmetheile übergehen. Durch Vermehrung der Wärmetheilchen in einem Raum, werden sie einander näher gebracht, und hiermit zugleich ihr Bestreben sich von einander zu entfernen, oder sich in einen grösern Raum auszubreiten, vergrösert. Wenn nun die Wärmetheilchen im angrenzenden Raum, nach Abzug der anziehenden Kraft, welche sie hemmt oder hindert, ein gleiches Bestreben haben, so ist kein Grund vorhanden, warum Theilchen aus dem einen Raum in den andern übergehen sollten; iedes Wärmetheilchen müßte, vermög der abstosenden Kraft der hinter ihm liegenden Theilchen vorwärts gehen, und vermög der zurückstosenden gleichgrosen Kraft der vor ihm liegenden Theilchen müßte es rückwärts gehen; es müßte also aus gleichem Grund vorwärts und zugleich rückwärts gehen, d. i. sich ruhig verhalten.

§. 59.

Ich sehe nicht, wie sich irgend etwas gegen diesen Begriff von entgegengesetzten Spannungen einwenden liese. Der Umstand, daß der Wärmestoff als eine diskrete Materie angesehen werden muß, ist ihm so wenig entgegen, daß ich ihn vielmehr dabei zum Grund gelegt habe.

Die Einwendung, welche Hr. G. von der Lichtmaterie hernimmt, steht der gegebenen Erklärung gar nicht im Wege. Einmal ist es noch nicht ganz bewies

bewiesen, daß Lichtmaterie und Wärmematerie so ganz einerlei Gesetzen folgen; fürs Andere ist es gar nicht erwiesen, daß leuchtende Körper sich gegenseitig Lichtmaterie zusenden, und Lichtmaterie rauben, oder daß ein dunkler Gegenstand einem hellern mehr erleuchteten Lichtmaterie zuschicke. Wäre es verstattet, dem Lichtstoff in eben dem Sinne Expansivkraft zuzuschreiben, wie dem Wärmestoff, so wüßte ich nicht, warum ich nicht auch bei dem Licht solche gegenseitige Spannungen und Ueberwucht und Gleichgewicht von Spannungen annehmen sollte.

§. 60.

Für jeden Körper giebt es ein gewisses Maximum oder Minimum von Temperatur, wodurch die Grenzen bestimmt werden, ausser denen er seine Natur oder seine Form ändert. Das Minimum, wobei das Eis seine Natur ändern würde, ist, wie bei den meisten Körpern, unbekannt. Es würde aber ohne Zweifel, bei Beraubung aller Wärme, ein ganz anderer Körper werden. Das Maximum ist 32 Gr. Fahr. Unter 32 Gr. verändert das Eis seine Form, und wird zu einem flüßigen Körper, zu Wasser. Aber mit der Veränderung der Form ist allemal Veränderung der Expansivkraft, nämlich der freien Expansivkraft, verbunden; ich verstehe hierunter die Differenz der ganzen Expansivkraft des Wärmestoffs und der ihr hinderlichen anziehenden Kraft der Körpertheilchen, mit welchen der Wärmestoff verbunden ist.

So

So wird bei der Verwandlung von 1 Pfund Eis in eiskaltes Wasser die Expansivkraft des Wärmestoffs im Wasser um eben so viel vermindert, als sie in 162 Gr. warmen Wasser vermindert würde, wenn solches bis auf 32 Gr. verkältet würde.

Die Menge von Wärmetheilen, welche eine Materie bei Veränderung der Form aufnimmt, und wodurch nur die mit der Veränderung der Form verbundene Abnahme der freien Expansivkraft ersetzt wird, nennt man unmerkbare Wärmematerie, auch verborgene, gebundene, oder fixirte. Eben solche unmerkbare Wärmematerie tritt in die Dämpfe, wenn das Wasser in Dämpfe verwandelt wird. Die Bildung der Luftarten ist mit einer neuen Verschwächung der Expansivkraft der Wärmematerie verbunden. Inzwischen tritt bei dieser Bildung wohl nicht blos Wärmematerie hinzu. Nach Hrn. Gren erfolgt in diesem Fall zugleich eine Verbindung mit Lichtmaterie.

§. 61.

Es ist wohl der Sache nicht ganz angemessen, die hier erwähnte unmerkbare Wärmematerie als einen von den übrigen Wärmetheilen, die man freien Wärmestoff nennt, abgesonderten Theil, welcher chemisch gebunden wäre, zu betrachten.

Vielleicht ist im Wasser so wenig ein unmerkbares oder seiner Expansivkraft beraubtes, also nicht

auf das Thermometer wirkendes Wärmetheilchen vorhanden, als im Eis; wenigstens von den Wärmetheilchen verstanden, die beim Zerschmelzen des Eises verlohren zu gehen scheinen. Vielleicht ist nur die anziehende Kraft der Wassertheilchen gegen die Wärmetheilchen gröser, als die der Eistheilchen gegen die Wärmetheilchen, so daß die Expansivkraft aller einzelen Wärmetheilchen im Wasser in einer etwas stärkern Verhältniß geschwächt wird, als im Eis, und eben so in einer etwas stärkern Verhältniß im Dampf als im Wasser.

Wenn daher Wasser der Frostkälte lange genug ausgesezt bleibt, so daß sich seine Form wieder ins Eis verwandelt, so wird bei dieser Verwandlung die anziehende Kraft der entstehenden Eistheilchen gegen die Wärmetheilchen wieder kleiner, also die freie Expansivkraft aller Wärmetheilchen wieder vergrösert, daher dann soviele Wärmetheilchen dem Eis entweichen, bis die freie Expansivkraft der zurückbleibenden Wärmetheilchen noch die Temperatur von 32 Gr, Fahr. bewirkt. Luftarten, deren Bildung eine sehr beträchtliche Höhe der Temperatur erfodert, verändern nachher in einer geringen Temperatur ihre Luftform wohl nur deßwegen nicht, weil jener Stoff, welcher bei der hohen Temperatur ihrer Bildung sich noch ausser der Wärmematerie mit ihnen chemisch vereinigte, durch die blose Verminderung der Temperatur nicht wieder abgeschieden werden kann. Es muß vielmehr die Verbindung

mit

mit jenem Stoff wieder bei einer noch höheren Temperatur aufgehoben werden, so daß durch Veränderung der chemischen Verwandtschaft das Wasser wieder aus seiner Verbindung mit jenem Stoff gebracht wird.

Nach Hrn. Gren besteht die atmosphärische Luft aus Wasser, Lichtmaterie und Wärmestoff, wozu er sehr viele Gründe anführt (Grundr. d. Naturl. S. 633.) Kommt nun die Luft mit einem brennenden Körper in Berührung, so kann sie zersetzt werden. Die brennenden Körpertheilchen haben jetzt eine grösere Verwandtschaft gegen die Wassertheilchen als die Lichtmaterie, und zugleich wird die Verwandtschaft der Lichtmaterie gegen die mit den Wassertheilchen verbundenen Wärmetheilchen gröser; die Wassertheilchen verbinden sich daher mit den brennenden Körpertheilchen, und lassen den Wärmestoff, worin sie aufgelöst waren, fahren, der sich dann wieder mit dem Lichtstoff verbindet.

Wofern es nämlich mit den von Hrn. Gren angegebenen Bestandtheilen der Luft seine Richtigkeit hat, so könnte man sich die Zersetzung auf die erwähnte Weise gedenken. Die Verkalchung der Metalle geschähe hiernach durch chemische Zersetzung der Luft, und die dabei vorgehende chemische Verbindung mit dem wäßrichten Bestandtheil derselben.

§. 62.

Man gedenke sich um eine Rolle eine Schnure gelegt, an dem einen Ende der Schnure ein Gewicht P, am andern ein Gewicht p befestiget, und P > p.

Das angebundene Gewicht P werde in eine Wageschale gelegt, und ein in die andere Wageschale gelegtes Gewicht Q erhalte nun alles im Gleichgewicht, so ist der Druck von P = Q d. h. der Ueberschuß des Drucks P über den p, oder, wenn ich diesen Ueberschuß durch das Wort frei bezeichne, der freie Druck von P ist = Q. Wie gros P und p für sich sind, das entscheidet die Wage nicht, sie giebt blos die Gröse des freien Drucks an.

Eben so sieht man nun, daß die oben beschriebenen Thermometer blos Unterschiede der freien Expansivkraft der Wärmetheile angeben.

Man nennt daher die durch das Thermometer bemerkte Wärme insbesondere freie Wärme, die nämlich allein die Temperatur bestimmt.

Wenn man also auch das oben erwähnte W bei den Thermometern genau wüßte, so würden solche doch nur Verhältnisse der freien Wärme anzugeben dienen, oder Verhältnisse der freien Expansivkraft der in einem Körper enthaltenen Wärmetheile, nicht aber Verhältnisse der gesammten Kraft dieser Wärmetheile, da von solcher durch die anzie-

hen-

hende Kraft der Körpertheilchen ein Theil aufgehoben wird.

§. 63.

Verwandlung eines festen Körpers in einen tropfbarflüßigen oder eines tropfbarflüßigen in Dampf, oder des Dampfs in Luftform, oder überhaupt einer dieser Formen in eine der nächstfolgenden, ist allemal mit Verminderung der Expansivkraft der Wärmetheilchen verbunden.

Umgekehrt entsteht aus der Verwandlung einer dieser Formen in eine der vorhergehenden allemal Vergröserung der Expansivkraft, also Erhöhung der Temperatur, d. h. im ersten Fall wird die anziehende Kraft der Masse gegen die Wärmetheilchen vergrösert, im letztern vermindert.

Offenbar ist diese Veränderung der Temperatur desto merkbarer, je schneller die Verwandlung der Form erfolgt, z. B. bei der Verwandlung des Wassers in Eis; bei der Kristallisation der Salze. Bei jeder solcher Kristallisation tritt Wasser in fester Form zum Kristall. In diesem Kristallisationswasser wird also im Augenblick der Verwandlung die Expansivkraft der Wärmetheilchen gröser als vorher, oder die Temperatur dieses Wassers wird erhöht und wirkt auf das umliegende Wasser, das also hierdurch selbsten eine höhere Temperatur bekommt. Eben diese Erscheinung findet man beim Löschen des Kalches,

 wo

wo gleichfalls das Wasser, welches sich mit dem gebrannten Kalch verbindet, seine Form ändert.

§. 64.

Wenn aus einem Körper A, worinn die Wärmetheilchen die freie Expansivkraft E haben, in einen andern B von gleichem Gewicht, dessen Wärmetheilchen die freie Expansivkraft e haben, n Wärmetheile übergehen, und E = e ist, so muß die Temperatur von B um eben so viele Thermometergrade steigen, als die in A fällt. Es sei nämlich die Summe aller in A enthaltenen Wärmetheilchen = S, die in B = s, so ist die Expansivkraft aller Wärme in A nach dem Verlust von n Wärmetheilchen

$$= \frac{S - n}{S}$$

mal so groß als vorher; das Thermometer, welches vorher $\lambda + W$ Grade für A zeigte, zeigt also jetzt noch

$$\frac{S - n}{S} (\lambda + W)$$

Grade, und eben so muß dieses Thermometer, wenn es anfänglich $\lambda' + W$ Grade für B zeigte, nachher

$$\frac{s + n}{s} . (\lambda' + W)$$

Grade für B zeigen.

Die

Die

$$\frac{n}{S} (\lambda + W)$$

Grade Abnahme in A bewirken also

$$\frac{n}{s} \cdot (\lambda' + W)$$

Grade Zunahme in B, oder wenn die Abnahme α, die Zunahme ζ heist, so ist

$$\alpha : \zeta = \frac{n (\lambda + W)}{S} ; \frac{n (\lambda' + W)}{s}$$

Es ist aber

$$(\lambda + W) : (\lambda' + W) = E . S : e s$$

also hier

$$= S : s.$$

folglich

$$\alpha = \zeta$$

Allgemein ist

$$\alpha : \zeta = \frac{n (\lambda + W)}{S} : \frac{n (\lambda' + W)}{s}$$

$$= \frac{n . E . S}{S} : \frac{n . e . s}{s}$$

oder

$$\alpha : \zeta = E : e,$$

Wenn also in A durch den Verlust von n Wärmetheilen die Temperatur um α Gr. vermindert, die

die in B aber durch den Zuwachs dieser n Wärmetheile um ζ Gr. erhöhet wird, so hat man

$$E : e = \alpha : \zeta$$

Auf solche Art dient also jedes Quecksilberthermometer, wenigstens innerhalb den Grenzen des Fundamentalabstandes, die Verhältniß der freien Expansivkraft der einzelen Wärmetheilchen in verschiedenen Materien zu bestimmen. Es scheint mir der Sache angemessen, die Verhältniß E : e die Verhältniß der specifischen Expansivkraft der Wärmetheile zu nennen; und wenn A eine ein für allemal angenommene Materie wäre, z. B. Wasser, so könnte der Ausdruck $\frac{e}{E}$ die specifische Expansivkraft der Wärmetheilchen für jede andere Materie B heisen. Man hat aber einen andern Sprachgebrauch eingeführt, wie ich gleich zeigen werde.

§. 65.

Die Anzahl der Thermometergrade läßt sich bei Quecksilberthermometern bei einerlei spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen (§. 64.) innerhalb dem Fundamentalabstand der Menge der Wärmetheilchen proportional setzen, wenn nämlich die Anzahl der Thermometergrade zugleich W mit begreift. Also ist die Veränderung der Thermometerhöhe allemal aus der spec. Expansivkraft und der Menge der Wärmetheilchen zusammengesetzt.

Wenn

Wenn demnach bei einem Körper A durch N Wärmetheilchen von der spec. Expansivkraft E die Temperatur um α Gr. verändert wird, und die eines Körpers B von gleichem Gewicht durch n Wärmetheilchen von der spec. Expansivkraft e um ζ Gr. so ist (§. 64.)

$$\alpha : \zeta = N . E : n . e$$

Soll also $\alpha = \zeta$ seyn, so hat man

$$N . E = n . e$$

oder

$$E : e = n : N$$

d. h. die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen in zween Körpern A und B verhält sich umgekehrt, wie die Menge von Wärmetheilchen, welche erfordert werden, die Temperatur beider Körper innerhalb dem Fundamentalabstand um gleichviel zu ändern. Man hat aber auch

$$N : n = \frac{1}{E} : \frac{1}{e} = 1 : \frac{E}{e}$$

Der Werth von $\frac{E}{e}$ ergiebt sich aus (§. 64.), man kann also N : n durch bekannte Grösen ausdrucken.

Nach dem eingeführten Sprachgebrauch heist die Verhältniß N : n für zween gleichwichtige Körper A, B die Verhältniß der spec. Wärme.

§. 66.

Wenn zu einer Materie A die spec. Expansivkraft E, zu einer andern B die spec. Expansivkraft e gehört, beide A und B gleiche Gewichte haben, und solche nun schnell mit einander vermischt werden: ihre Temperatur W + T nach der Mischung zu bestimmen, wenn die Temperaturen von A und B vor der Mischung W + T und W + t sind.

Aufl. Die Temperatur von A ist nach der Mischung (§. 64.)

$$= W + T \pm \alpha,$$

und die von

$$B = W + t \mp \zeta = W + t \mp \frac{e}{E}\,\alpha,$$

aber beider Temperaturen sind nach der Mischung gleich groß und der ganzen Masse gemeinschaftlich, also

$$W + T \pm \alpha = W + t \mp \frac{e}{E}\,\alpha$$

demnach

$$\alpha = \pm \frac{T - t}{1 + \frac{e}{E}}$$

und nun

$\tau =$

$$\tau = T \pm \alpha = T \pm \frac{T - t}{1 + \frac{e}{E}}$$

$$= T \pm \frac{E.(T - t)}{E + e}$$

§. 67.

Wenn nicht $B = A$, sondern $B = m A$ ist, so empfängt ein solcher Theil von B, welcher $= A$ ist, nur $\frac{1}{m}$ soviele Wärmetheilchen, als A verliehrt; es ist also (§. 65.) N, n hier 1, $\frac{1}{m}$, und $\zeta = \frac{n\ e}{N\ e} \cdot \alpha$ hier $= \frac{e}{m E} \cdot \alpha$; daher erhält man, wie im vor. §. die Temperatur der Mischung

$$\tau = T \pm \frac{T - t}{1 + \frac{e}{m E}}$$

oder, T für die höhere Temperatur genommen,

$$\tau = T - \frac{m E . (T - t)}{m E + e}$$

$$= T + \frac{B E . (t - T)}{B E + A e}$$

$$= \frac{BE.T + Ae.T + BE.t - BE.T}{BE + Ae}$$

$$= \frac{Ae.T + BE.t}{Ae + BE}$$

$$= \frac{ANT + Bn{\cdot}t}{AN + Bn}$$

Diese Formel ist allgemeiner, als die (§. 43), und sie verwandelt sich in die dortige, wenn man $E = e$ oder $N = n$ setzt.

Auf die Veränderung der spec. Expansivkräfte, welche von der durch die Vermischung entstandenen Veränderung der Dichtigkeit der Massen herrühren könnte, ist bei dieser Formel keine Rücksicht genommen worden. S. unten §. 79.

§. 68.

Wenn E auf Quecksilber und e auf Wasser geht, so giebt die Erfahrung genau genug $E : e = 21 : 1$; vermischt man also z. B. 1 Pfund Quecksilber von 160 Gr. Fahr. mit 4 Pfund Wasser von 80 Gr. Fahr., so ist die Temperatur der Mischung nicht nach (§. 43)., wo nur von gleichartigen Massen die Rede war,

$$= \frac{1 \cdot 160 + 4 \cdot 80}{1 + 4} = 96 \text{ Gr.}$$

sons

sondern

$$= \frac{1 \cdot 1 \cdot 160 + 4 \cdot 21 \cdot 80}{1 \cdot 1 + 4 \cdot 21} =$$

beinahe 81 Gr.

Fünftes Kapitel.

Von der Dichtigkeit der Wärmetheilchen in bestimmten Räumen.

§. 69.

Die Dichtigkeit ist überall nur eine Verhältnißzahl. Wo sich 3 bis 4 mal so viele Theilchen in einem bestimmten Raum befinden, als anderswo im gleichen Raume, da ist ihre Dichtigkeit = 3 oder = 4, wenn die im letztern Fall = 1 gesetzt wird. Daß die Temperatur einer Masse kein Maas für die Dichtigkeit der darin enthaltenen Wärmetheile ist, erhellet schon aus dem Bisherigen.

Die Temperatur eines Körpers wird durch das Produkt aus der Summe aller Wärmetheilchen in ihre specifische Expansivkraft, dividirt mit der Masse des Körpers, bestimmt. Je gröser dieser Quotient ist, desto größer ist die Temperatur.

Ist also die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen in einem Körper A größer, als in einem andern B, und die Masse A < Masse B, so kann die Temperatur von A größer, als die von B, und doch die Summe der in A enthaltenen Wärmetheilchen viel kleiner als die in B seyn.

§. 70.

Hat ein Körper A mit einem andern B gleiches Gewicht, und ist des A spec. Schwere $= \alpha$, des $B = \beta$, so verhalten sich ihre Räume wie $\frac{A}{\alpha}$ zu $\frac{B}{\beta}$. Beide haben gleichviele materielle Theilchen, also gleichviele Zwischenräumchen zwischen gleichvielen Theilchen; wenn aber die Theilchen nach Abzug der Zwischenräumchen den Raum R einnehmen, und das ganze Volumen von A durch A', das von B durch B' ausgedruckt wird, so hat man

$$B' = \frac{\alpha}{\beta} A'$$

und, die Summe der Zwischenräumchen in $A = a$ und die in $B = b$ gesetzt,

$$a : b = (A' - R) : \left(\frac{\alpha}{\beta} A' - R\right).$$

die Größe R läßt sich nicht bestimmt angeben. Aber ohngeachtet das Wasser so ganz den Raum auszu-

füls

füllen scheint, der sein Volumen ausmacht, so weiß man dennoch aus Materien, die 21 mal specifisch schwerer sind, daß es von seinem Volumen noch nicht $\frac{1}{20}$ ausfüllt.

In der That war es blos Wahl des Schöpfers, uns nicht Materien zu geben, die 1000mal so schwer als das Quecksilber sind. Es ist ausgemacht, daß ihm dieses möglich war. Für die Atome der Materie kennen wir gar keine Grenzen der Kleinheit, also auch keine Grenzen für die Menge von Atomen, welche in dem kleinsten Räumchen beysammen seyn können. Wenigstens können wir mit Sicherheit festsetzen, daß auch die Atome unsers dichtesten Körpers in einem unzähligemal kleinern Raum beysammen seyn könnten, und in dieser Rücksicht allemal R als eine unendlich kleine Größe betrachten.

Nach dieser Betrachtung verwandelt sich also die obige Verhältniß, R als unendlich klein angenommen, in die

$$a : b = A' : \frac{\alpha}{\beta} A' = \beta : \alpha$$

§. 71.

Wenn für zween gleichgroße Körper A und B die specifischen Expansivkräfte E, e gleich groß sind, so muß bei gleicher Temperatur

$$N : n = 1 : 1 \text{ also } N = n$$

seyn (§. 65.)

Heißt

Heißt nun die Dichtigkeit der Wärmetheilchen in A, D; in B, d *), so ist

$$D : d = \frac{N}{a} : \frac{n}{b}$$

also in dem erwähnten Fall

$$D : d = b : a = \alpha : \beta \text{ (§. 70.)}$$

d. h. bei gleicher specifischer Expansivkraft der Wärmetheilchen (§. 64.) und gleicher Temperatur verhält sich die Dichtigkeit der Wärmetheilchen in verschiedenen Körpern wie die specifische Schwere dieser Körper.

§. 72.

Ist die Temperatur verschieden, nämlich die von A = W + L, die von B = W + l, so darf man nur die Dichtigkeit d' für die Wärmetheilchen in B bei der Temperatur W + L suchen. Aus (§. 71.) ist nämlich

$$D : d' = \alpha : \beta$$

und wenn die zu d' gehörige Menge von Wärmetheilchen n' heißt, so ist N = n'.

Es

*) Da die Wärmetheilchen in einem Körper desto stärker von den Körpertheilchen angezogen werden, je näher sie solchen liegen, so kann die Dichtigkeit der Wärmetheilchen in einem Körper nicht überall einerlei seyn. Ich verstehe daher hier durchaus ihre mittlere Dichtigkeit.

Es ist aber bei einerlei specifischer Expansivkraft die Menge der Wärmetheilchen der Anzahl von Thermometergraden proportional; wenn also die zur Temperatur W + 1 gehörige Menge von Wärmetheilchen n heist, so ist

$$n : n' = (W + l) : (W + L)$$

also

$$n = \frac{W + l}{W + L} \cdot n'$$

$$= \frac{W + l}{W + L} N$$

und nun

$$D : d = \frac{N}{a} : \frac{n}{b}$$

$$= \frac{N}{a} : \frac{\left(\frac{W + l}{W + L} \cdot N\right)}{b}$$

$$= b : (W + L) : a (W + l)$$

Aber $b : a = \alpha : \beta$ (§. 70.), also

$$D : d = \alpha (W + L) : \beta (W + l)$$

d. h. bei gleicher specifischer Expansivkraft der Wärmetheilchen und verschiedener Temperatur verhält sich die Dichtigkeit der Wärmetheilchen wie das Produkt aus der spec. Schwere des Körpers in seine durch Thermometergrade ausgedruckte Temperatur.

§. 73.

Sind die zu den Körpern A, B, die ich iezt von gleichem Volumen annehme, gehörigen specifische Expansivkräfte der Wärmetheilchen E, e nicht gleich groß, so verwandelt sich der Ausdruck (§. 72.)

$$n = \frac{W + l}{W + L} N$$

in den

$$n = \frac{W + l}{W + L} \cdot \frac{E}{e} N \text{ (§. 65.)}$$

also

$$D : d = \frac{N}{a} : \frac{n}{b} = \frac{N}{a} : \frac{\left(\frac{W + l}{W + L} \cdot \frac{E}{e} \cdot N\right)}{b}$$

$$= b \cdot (W + L) \cdot e : a\,(W + l) \cdot E$$

demnach für Körper von einerlei Volumen, $a = b$ gesezt (§. 70.)

$$D : d = (W + L) \cdot e : (W + l) \cdot E$$

oder auch

$$D : d = \frac{W + L}{E} : \frac{W + l}{e}$$

d. h. man bekommt die verhältnißmäßige Dichtigkeit des Wärmestoffs in einem Körper von gegebenem Volumen, wenn man seine Temperatur, vom

absos

absoluten Null an gezählt, durch die spec. Expansivkraft seiner Wärmetheile dividirt.

Dabei muß nun die spec. Expansivkraft so genommen werden, wie sie dem Körper bei seiner gegebenen Tempratur zugehört, die dann innerhalb dem Fundamentalabstand bei den verschiedenen Temperaturen gewöhnlich keine merkliche Aenderung leidet.

§. 74.

Wird N in m N verwandelt, so bleibt die Wirkung der Attraktionskraft der Körpertheilchen von A bei ungeänderter Dichtigkeit des Körpers, gegen iedes Wärmetheilchen wie vorher. Jetzt liegen nämlich in der Entfernung von einem Körpertheilchen m mal so viele Wärmetheilchen als vorher, und in gleicher Entfernung bleibt die Wirkung auf iedes dieser Theilchen ungeändert. Aber die Analogie erfordert anzunehmen, daß die absolute (nicht die freie) Expansivkraft der Wärmetheilchen desto größer ist, ie näher sie einander liegen.

Ich will die absolute Expansivkraft durch E ausdrucken, und nun für eine bestimmte Dichtigkeit Δ, $E = \mu$ setzen, und, für iede andere Dichtigkeit D, $E = \left(\frac{D}{\Delta}\right)^x \cdot \mu$ annehmen.

Die Attraktionskraft eines Körpertheilchens von bestimmter Materie will ich für die spec. Schwere

oder Dichtigkeit φ einer solchen Materie gegen ein Wärmetheilchen = a setzen; heist sie nun allgemein $\mathfrak{A}$, so setze ich analogisch; für iede andere specifische Schwere

$$\alpha, \mathfrak{A} = \left(\frac{\alpha}{\varphi}\right)^{y} \cdot a$$

demnach

$$E = \mathfrak{E} - \mathfrak{A} = \left(\frac{D}{\Delta}\right)^{x} \cdot \mu - \left(\frac{\alpha}{\varphi}\right)^{y} \cdot a$$

Für einen andern gleichwichtigen Körper B setze man d statt D, β statt α, ψ statt φ, a statt a, e statt E, so ist

$$e = \left(\frac{d}{\Delta}\right)^{x} \cdot \mu - \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^{y} \cdot a$$

Sollen nun die Wärmetheilchen in A und B im Gleichgewicht seyn, so muß, wenn in A, N Wärmetheilchen, und in B, n Wärmetheilchen enthalten sind

$$\frac{N \cdot E}{\text{Volumen von A}} = \frac{n\,e}{\text{Volumen von B}}$$

seyn, oder wenn A′ das Vol. von A, und B′ das Vol. von B ist,

$$\frac{N \cdot E}{A'} = \frac{n \cdot e}{B'}$$

oder

oder

$$\frac{N\left(\left(\frac{D}{\Delta}\right)^x \cdot \mu - \left(\frac{\alpha}{\varphi}\right)^y \cdot a\right)}{A'}$$

$$= \frac{n\left(\left(\frac{d}{\Delta}\right)^x \cdot \mu - \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^y \cdot a\right)}{B'}$$

Es ist aber

$$D = \frac{N}{A'},\ d = \frac{n}{B'},$$

also für den Stand des Gleichgewichts der Wärmetheilchen, d. i. für gleiche Temperaturen

$$\frac{D^{x+1}}{\Delta^x} - \frac{a}{\mu} \cdot \left(\frac{\alpha}{\varphi}\right)^y \cdot D =$$

$$\frac{d^{x+1}}{\Delta^x} - \frac{a}{\mu} \cdot \left(\frac{\beta}{\psi}\right)^y \cdot d$$

Gebraucht man die Buchstaben zur Rechten für den leeren Raum, wie die Torricellische Leere, so ist

$$\beta = 0,$$

also

$$\frac{D^{x+1}}{\Delta^x} - \frac{a}{\mu}\left(\frac{\alpha}{\varphi}\right)^y D = \frac{d^{x+1}}{\Delta^x},$$

und

$$d = \sqrt[x+1]{\left(D^{x+1} - \frac{a}{\mu} \cdot \Delta^x \left(\frac{\alpha}{\varphi}\right)^y \cdot D\right)}$$

Es sei z. B. $a = 1$; $\mu = 2$; $\alpha = 1{,}02$; $\varphi = 1$; $\Delta = 800$; $x = y = 2$; so fände sich für den leeren Raum

$$d = \sqrt[3]{667200000} = 879$$

Ich habe hiermit nur einigermaßen zeigen wollen, von welchen Umständen die Dichtigkeit und die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen abhängt, deren Aenderung dann die Temperatur bestimmt. Hiernach wird also die Temperatur größer oder kleiner, nachdem

$$\frac{D^{x+1}}{\Delta^x} - \frac{a}{\mu} \cdot \left(\frac{\alpha}{\varphi}\right)^y \cdot D$$

größer oder kleiner wird. Gedenkt man sich in einem am Ende verschlossenen holen Cylinder, worin sich warme Dämpfe befinden, einen Kolben bis auf eine gewisse Tiefe eingeschoben, so haben die Dämpfe bei diesem Kolbenstand eine gewisse Temperatur $W + t$; zieht man nun den Kolben plötzlich zurück, so daß sich die Dämpfe in diesem Augenblick in einen größern Raum ausbreiten, so würden zwar α und D in gleicher Verhältniß verkleinert, aber der obige Ausdruck wird im Ganzen augenscheinlich kleiner;

ner; die Temperatur wird nun plötzlich vermindert, und es gehen also Wärmetheile aus der Cylinderwand in den kühlern Raum über, die daher selbst auf eine niedrigere Temperatur herabfällt.

Umgekehrt würde der obige Ausdruck plötzlich vergrößert, also die Temperatur erhöhet, wenn der Kolben schnell tiefer in den Cylinder hineingeschoben würde. Hierdurch können aber die in Dampf verwandelten Wassertheilchen einander so nahe gebracht werden, daß die Wärmetheilchen nicht mehr fähig sind, ihren Zusammenhang aufzuheben, daher dann in solchem Fall ein Theil der Dämpfe zersetzt und wieder in tropfbare Flüßigkeit verwandelt werden kann. Eben dieses kann auch im ersten Fall bei zu großer Verminderung der Temperatur erfolgen.

§. 75.

Es läßt sich nun noch fragen, ob im vor. §. allemal $\mu > a$ oder $\frac{a}{\mu}$ allemal ein eigentlicher Bruch sei? Man weiß nämlich, daß jede bis jetzt bekannte Materie durch die Wärmematerie ausgedehnt wird, sobald man sie mit einem Körper von einer höheren Temperatur in Berührung bringt, oder in einen engern Raum zusammengezogen wird, sobald sie einen Körper von niedrigerer Temperatur berührt. Jede Materie läßt also Wärmetheile fahren, sobald sie nur mit einem minder warmen in Berührung kommt.

Solange dieses erfolgt, d. h. so lange noch eine Materie kälter werden kann, ist für sie gewiß E eine bejahte Grösse, also $\mu > a$ oder $E > A$. Läßt aber eine Materie auch im absolut kalten Raume keine Wärmetheile mehr fahren, so ist sie selbsten absolut kalt, d. i. aller Wärmetheilchen beraubt, für welche $E > A$ ist.

Solche Wärmetheilchen, für welche E nicht > A ist, die also selbst im absolut kalten Raume nicht aus der Materie entweichen können, muß man gebundene Wärmetheilchen nennen.

Hat ein Körper vom Wärmegrad $\lambda' + \lambda$ über W überhaupt N Wärmetheile, und es entweichen hiervon im absolut kalten Raum, den man sich auch während der Entweichung als absolut kalt bleibend gedenken muß, N' Theile, so ist die Menge der gebundenen Wärmetheile = $N - N'$.

Einer größern Bildung ist nun dieser Körper nicht fähig.

Gesetzt nämlich, bei einer wieder hergestellten Temperatur λ' sollten sich n Wärmetheilchen den Körpertheilchen durch Attraktion so nähern, daß dadurch $A > E$ würde, also nunmehr $N - N' + n$ Wärmetheilchen gebunden wären, so müßte der vorher erhitzte Körper, da seine Temperatur im absolut kalten Raume nach und nach bis aufs absolute Null herabfiele, nothwendig in alle niedrigere Tempera-

peraturen, also auch in die λ' gelangen; wenn nun bei dieser Temperatur in dem erwähnten Fall $n + N - N'$ Wärmetheilchen gebunden werden könnten, so müßten auch iezt, da der nämliche Körper in der nämlichen Temperatur ist, $n + N - N'$ Theilchen gebunden, also die Menge der im absolut kalten Raum zurückbleibenden Wärmetheilchen $= n + N - N'$ seyn. Aber die Menge der im absolut kalten Raum im Körper befindlichen Wärmetheilchen ist nach der Voraussetzung nur $= N - N'$, also $n = o$.

Eben so erhellet der Saz nun auch, wenn man den anfänglichen Wärmegrad $= \lambda' - \lambda$ sezt, und nun der Wärmegrad λ' hergestellt werden soll. Es können dabei wiederum nicht mehrere Wärmetheile gebunden werden, als schon bei dem Wärmegrad $\lambda' - \lambda$ gebunden sind.

§. 76.

Jeder Körper kann gebundene Wärmetheile enthalten. Aber aus dem vor. §. erhellet, daß diese auf die Temperatur ganz und gar keinen Bezug haben, und daß ihre Menge bei ieder Art van Materie, bei ieder Temperatur unveränderlich ist, so lange sich die Materie nicht chemisch ändert, aber der Unterschied der Materie blos in der Temperatur besteht.

Man muß aber, wenn in einem Körper eine gewisse Summme von Wärmetheilchen geringere Tem-

Solange dieses erfolgt, d. h. so lange noch eine Materie kälter werden kann, ist für sie gewiß E eine bejahte Grösse, also μ > a oder E > A. Läßt aber eine Materie auch im absolut kalten Raume keine Wärmetheile mehr fahren, so ist sie selbsten absolut kalt, d. i. aller Wärmetheilchen beraubt, für welche E > A ist.

Solche Wärmetheilchen, für welche E nicht > A ist, die also selbst im absolut kalten Raume nicht aus der Materie entweichen können, muß man gebundene Wärmetheilchen nennen.

Hat ein Körper vom Wärmegrad $\lambda' + \lambda$ über W überhaupt N Wärmetheile, und es entweichen, hiervon im absolut kalten Raum, den man sich auch während der Entweichung als absolut kalt bleibend gedenken muß, N' Theile, so ist die Menge der gebundenen Wärmetheile = N — N'.

Einer größern Bildung ist nun dieser Körper nicht fähig.

Gesetzt nämlich, bei einer wieder hergestellten Temperatur λ' sollten sich n Wärmetheilchen den Körpertheilchen durch Attraktion so nähern, daß dadurch A > E würde, also nunmehr N — N' + n Wärmetheilchen gebunden wären, so müßte der vorher erhitzte Körper, da seine Temperatur im absolut kalten Raume nach und nach bis aufs absolute Null herabfiele, nothwendig in alle niedrigere Tempera-

peraturen, also auch in die λ' gelangen; wenn nun bei dieser Temperatur in dem erwähnten Fall $n + N - N'$ Wärmetheilchen gebunden werden könnten, so müßten auch ietzt, da der nämliche Körper in der nämlichen Temperatur ist, $n + N - N'$ Theilchen gebunden, also die Menge der im absolut kalten Raum zurückbleibenden Wärmetheilchen $= n + N - N'$ seyn. Aber die Menge der im absolut kalten Raum im Körper befindlichen Wärmetheilchen ist nach der Voraussetzung nur $= N - N'$, also $n = o$.

Eben so erhellet der Satz nun auch, wenn man den anfänglichen Wärmegrad $= \lambda' - \lambda$ setzt, und nun der Wärmegrad λ' hergestellt werden soll. Es können dabei wiederum nicht mehrere Wärmetheile gebunden werden, als schon bei dem Wärmegrad $\lambda' - \lambda$ gebunden sind.

§. 76.

Jeder Körper kann gebundene Wärmetheile enthalten. Aber aus dem vor. §. erhellet, daß diese auf die Temperatur ganz und gar keinen Bezug haben, und daß ihre Menge bei ieder Art von Materie, bei ieder Temperatur unveränderlich ist, so lange sich die Materie nicht chemisch ändert, oder der Unterschied der Materie blos in der Temperatur besteht.

Man muß aber, wenn in einem Körper eine gewisse Summe von Wärmetheilchen geringere Tem-

peratur bewirkt, als in einem andern gleichwichtigen Körper, nicht sogleich schließen, daß ein Theil dieser Summe in jenem Körper gebunden sei. Dieses ist allemal falsch, wenn diese gebunden seyn sollende Wärmetheilchen nur einer bestimmten Temperatur des Körpers bedürfen, um daraus zu entweichen. Wo daher die Form einer Materie blos Folge der Temperaturveränderung ist, da findet nie eine Aenderung in der Menge der gebundenen Wärmetheilchen statt, z. B. bei der Verwandlung des Eises in Wasser und des Wassers in Dampf. Verminderung der Temperatur ist in diesen Fällen blos Verschwächung der spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen. Eben das ist der Fall bei Vermischung des Quecksilbers mit Wasser; letzteres wirkt stärker auf die absolute Expansivkraft der Wärmetheilchen als ersteres, die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen wird also vermindert, und ihre Summe wirkt daher schwächer auf die Temperatur.

§. 77.

Jede Art von Materie hat also z. B. in einem Pfund eine unveränderliche Menge Q von gebundenen Wärmetheilchen, die Temperatur mag wie man will beschaffen seyn. Der Werth von Q könnte lediglich von der chemischen Beschaffenheit der Materie abhängen. Nur wo Verwandlung der Form nicht blos Folge der Temperatur, sondern zugleich mit chemischer Aenderung der Materie verbunden ist,

da

da könnte sich auch die Menge der gebundenen Wärmetheilchen ändern.

Bei Verwandlung des Wassers in einen festen Körper, welches beim Gefrieren, bei Kristallisirung der Salze, und vielleicht bei allen Verkalchungen geschieht, tritt nie eine chemische Aenderung des Wassers ein, es wird nur die Form des Wassers geändert, ohne daß seine Elemente chemische Verwandlung litten. Es werden also, wenn ein Wassertropfen beim Kristallisiren der Salze in festen Kristallisationsstoff verwandelt wird, nur freie Wärmetheile aus diesem Tropfen abgesetzt, und das Wasser in wahres Eis mit einer verminderten Menge von freien Wärmetheilen verwandelt.

Die Menge der gebundenen Wärmetheile kann dabei keine Aenderung leiden. Daß gleichwohl dieses Kristallisationseis auch eine hohe Temperatur annehmen kann, ohne zu zergehen, kann nicht befremden. Seine feste Form rührt nicht von dem Verlust der Wärmetheilchen allein her, sondern zugleich von der genauen Verbindung der Salztheilchen mit den Wassertheilchen. Daher kann dieses Eis eine viel größere Wärme aushalten, ohne zu zergehen, als das gewöhnliche, oder es kann vielmehr schon bei einer weit höhern Temperatur gebildet werden. Es hat aber diese Temperatur, besonders beim Glaubersalz, ihre enge Grenzen, über welche hinaus das Kristallisationseis wieder zerfließt oder, langsam in Dämpfe verwandelt, verfliegt.

Auch

Auch die Salztheilchen selbst können bei ihrer neuen Formirung eines festen Körpers, da sie ihre Natur nicht ändern, nur freie Wärmetheilchen absetzen.

Wenn also Salz in Wasser aufgelöst und hierdurch die Temperatur des Wassers vermindert wird, so läßt sich nicht sagen, daß das aufgelöste Salz (und Kristallisationseis) Wärmetheile des Wassers binde; sondern seine freien Wärmetheile erhalten eine weit geringere spec. Expansivkraft, ihre Dichtigkeit wird daher durch zuströhmende Wärmetheile aus dem Wasser so lange vergrößert, bis die dadurch erhöhte Temperatur der durch die Auflösung erkälteten Salztheile, und die eben dadurch erniedrigte des Wassers gleich groß werden. Auf solche Weise wird also die Temperatur des Wassers verschwächt, ohne daß Wärmetheilchen gebunden werden.

§. 78.

Die Menge der freien Wärmetheile in den Materien ist sehr gros. Hat z. B. 1 Pfund Wasser eine mittlere von W + 12 Gr. Reaum. Quecks. Thermom., so läßt sich aus (§. 68) bestimmen, wieviel Wärme es absitzen müßte, um 1 Pfund Quecksilber von W + 12 Gr. zum Sieden zu bringen; bezeichnet man solche mit x Gr., so müßte

$$W + 12 + 21 . x = W + 252 \text{ Gr.}$$

seyn, also

x =

$$x = \frac{252 - 12}{21} = 11,43 \text{ Gr.}$$

Das Wasser behielte hiernach noch eine Wärme von

$$W + 12 - 11,43 = W + 0,57 \text{ Gr.}$$

Unten wird man noch finden, daß W gewiß grösser als 500 Gr. ist. Ich will inzwischen nur W = 500 annehmen, so wird doch

$$\frac{W + 0,57}{11,43} = \frac{500,57}{11,43} = \text{beinahe } 44$$

Mit sämmtlichen freien Wärmetheilchen in einem Pfund Wasser von mittler Temperatur könnten also 44 Pfund Quecksilber zum Sieden gebracht werden. Eine so ungeheure Hitze kann also temperirtes Wasser hergeben, ohne gebundene Wärmetheilchen abzusetzen. Bei andern Materien ergeben sich ähnliche Resultate. Und da sich bei den vorkommenden Mischungen von Materien nie eine so ungeheure Hitze zeigt, so wird man es selbst bei chemischen Verbindungen oder Veränderungen zweifelhaft finden, ob nicht schon die freien Wärmetheilchen zusammengenommen zur Bewirkung der hervorgebrachten Temperatur hinlänglich seyn werden.

§. 79.

Wenn bei gleicher Temperatur die spec. Wärme einer Masse (§. 65) = N, und die einer andern = n ist, und nun von ersterer A Pfunde, von letzterer

terer B Pfunde genommen werden, so wäre, wofern die veränderte Dichtigkeit der Massen bei der Vermischung keinen merklichen Einfluß auf die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen hätte, die mittlere spec. Wärme nach der Mischung

$$= \frac{AN + Bn}{A + B}$$

die ich $= v'$ setzen will.

Die Temperatur der Massen A und B seyn $W + T$ und $W + t$; und die unter der erwähnten Voraussetzung nach der Mischung entstehende mittlere Temperatur heise $W + \tau'$, die aber wegen der veränderten Dichtigkeit in der Mischung wirklich entsteht, sei $W + \tau$. Da nun die Temperatur, bei ungeänderter Menge freier Wärmetheilchen, ihrer spec. Expansivkraft oder umgekehrt der spec. Wärme proportional ist, so hat man, wofern wegen der durch die Vermischung veränderten Dichtigkeit der Materien und der Wärmetheilchen, die nach der Vermischung vorhandene spec. Wärme $= v$ ist,

$$v : v' = (W + \tau') : (W + \tau)$$

Es ist aber (§. 67.)

$$\tau' = \frac{ANT + Bnt}{AN + Bn}$$

also

also

$$\left\{W + \frac{ANT + Bnt}{AN + Bn}\right\} : (W + \tau) = v : v'$$

$$= v : \frac{AN + Bn}{A + B}$$

und nun

$$W + \tau = \frac{(AN + Bn) . (AN . (W + T) + Bn . (W + t))}{(A + B) . (AN + Bn) . v}$$

oder $= \dfrac{AN (W + T) + Bn (W + t)}{(A + B) . v}$

§. 80.

Ich will dieses durch einige Anwendungen erläutern. Nach Hrn. Crawford (S. 361) hat Hr. Gadolin nachstehenden Versuch angestellt.

Vier Theile eines gewissen Gewichts von koncentrirtem Vitriolöhl wurden mit einem Theile Wassers vermischt.

Jede dieser Materien hatte vor der Mischung die Temperatur von 12 Gr. Celsiusschen Therm. Die spec. Wärme (§. 65.) des Vitriolöhls war = 0,339, wenn die des Wassers = 1 gesetzt wird, oder die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen in Vitriolöhl = 1, die im Wasser = 0,339 (§. 65), die

gemeine

gemeinschaftliche Temperatur nach der Mischung war 119,5 Gr. Cels., die spec. Wärme nach der Mischung war = 0,442.

Verwandelt man die Celsiussche Grade in Lambertsche Luftthermometergrade, so findet man

statt 12 Gr. über W; $3{,}7 \cdot 12 = 44{,}4$ Gr. = $T = t$

statt 119,5 Gr. über W; $3{,}7 \cdot 119{,}5 = 442{,}15 = \tau$.

Wenn ich also A für Vitriolöhl, B für Wasser annehme (§. 78), so ist

$$A = 4 \qquad B = 1$$
$$N = 0{,}339 \qquad n = 1$$
$$T = 44{,}4 \qquad t = 44{,}4$$
$$\text{und } v = 0{,}442$$

Daraus findet sich

$$W + \tau = \frac{4 \cdot 0{,}339 \cdot (W + 44{,}4) + 1 \cdot 1 \cdot (W + 44{,}4)}{(4 + 1) \cdot 0{,}442}$$

Setzt man nun W = 1000, so findet man

$$\tau = \frac{1{,}356 \cdot 1044{,}4 + 1044{,}4}{2{,}21} - 1000$$
$$= 113 \text{ Gr.}$$

Aber nach der Erfahrung war $\tau = 442{,}15$ Gr.

§. 81.

§. 81.

Daß W viel größer seyn müsse als 1000, beim Luftthermometer, habe ich schon oben erinnert. Die höhere Temperatur, da man 442,15 Gr. statt 113 Gr. fand, könnte nur daher rühren, daß entweder nur W viel zu klein ist angenommen worden, oder daß überdas nicht blos die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen verändert worden, sondern auch noch neue freie Wärmetheilchen bei der Vermischung hinzugekommen sind, die vorher gebunden waren und erst durch die chemische Vereinigung der Materien entbunden wurden.

Und da man in Ansehung des richtigen Werths von W noch so sehr ungewiß ist, so folgt auch daraus die Ungewißheit des Satzes, ob bei chemischen Verbindungen von Materien überhaupt freie Wärmetheilchen wirklich gebunden oder gebundene entbunden werden?

§. 82.

Dürfte der letzte Satz schlechthin verneint werden, so könnte die letzte Formel (§. 79) zur Bestimmung des wahren Werths von W dienen. Die Gleichung für W + τ (§. 80) gäbe alsdann, τ = 444,15 gesetzt,

$$2{,}21 \,.\, W + 977{,}15 = 2{,}356 \,.\, W + 104{,}6$$

also

$$W = \frac{977,15 - 104,60}{2,356 - 2,210} = \frac{872,55}{0,146}$$

$= 5976$ Gr. für das Luftthermometer

d. h. $\frac{5976}{370}$ oder 16,151 mal so groß als die Anzahl Grade des Fundamentalabstandes. Ist daher diese Anzahl bei irgend einer Quecksilberthermometerskale $= n$, so hätte man hiernach allgemein für jedes Quecksilberthermometer

$$W = 16,151 \,.\, n$$

Dieses gäbe z. B. für das Reaumürsche Quecks. Therm.

$$W = 16,15 \,.\, 80 = 1290 \text{ Gr.}$$

Gesetzt aber auch, daß keine chemische Bindung und Entbindung von Wärmetheilchen statt fände, so würde doch auch diese Bestimmung von W sehr unsicher seyn, weil der Werth von W durch eine kleine Unrichtigkeit im Werth von v sehr beträchtlich abgeändert wird.

Gesetzt z. B. man hätte v nur um $\frac{1}{10}$ zu groß angenommen, so daß v nur $= 0,4332$ wäre anstatt 0,442; so gäbe dieser Werth von v für das Luftthermometer nur

$$W = \frac{872,55}{0,19} = 4592,$$

und allgemein

W =

$$W = \frac{4592}{370} \cdot n = 12{,}41 \cdot n$$

Auf gleiche Weise könnte y nur $\frac{1}{10}$ größer als 0,442 seyn, und das gäbe

$$W = 21 \cdot n$$

§. 83.

Da sich inzwischen die Veränderungen der Temperatur bei Voraussetzung des Satzes, daß niemalen dabei chemische Bindungen der Wärmetheile eintreten, immer ziemlich genau ergeben, wenn man einen hinlänglich großen Werth von W z. B.

$$W = 7 \cdot n$$

annimmt, wenn auch gleich eine Voraussetzung vielleicht unrichtig, und eben darum auch W wirklich kleiner wäre, so kann man doch hiernach so lange rechnen, bis diese Sätze durch chemische Untersuchungen zu einer größern Gewißheit gebracht seyn werden.

§. 84.

Wenn in einer Masse von der spec. Schwere α und Temperatur $W + L$ die Wärmetheilchen eben die spec. Expansivkraft haben, wie in einer andern von der spec. Schwere β und Temperatur $W + l$, und die Dichtigkeit der Wärmetheilchen durch N, n ausgedruckt wird, so ist

$$N : n = A \cdot \alpha (L + W) : B \cdot \beta (W + l)$$

§. 85.

§. 85.

Wenn beide Massen A und B mit einander vermischt werden, ohne daß die spec. Expansivkräfte geändert werden, und wenn die Temperatur der Mischung $= \lambda$, die Menge der Wärmetheilchen in der Mischung $= v$, die spec. Schwere der Mischung $= \gamma$ gesetzt wird, so hat man

$$N = A \cdot \alpha \cdot (W + L)$$
$$n = B \cdot \beta \cdot (W + l)$$
$$v = (A + B) \cdot \gamma (W + \lambda)$$

Kann nun ferner angenommen werden, daß keine chemische Bindung oder Entbindung gebundener Wärmetheilchen statt finde, so hat man

$$v = N + n$$

also

$$(A + B) \cdot \gamma (W + \lambda) = A \alpha (W + L) + B \beta \cdot (W + l)$$

und

$$\lambda = \frac{A \alpha (W + L) + B \beta (W + l)}{(A + B) \cdot \gamma} - W$$

Ex. Ein Pfund Wasser von 162 Gr. Fahrh. oder 130 Gr. über W mit 1 Pfund Schnee, dessen Temperatur 0 über W ist, gibt zusammen vermischt eine Wassermasse zu 2 Pfund von der Temperatur 0 Gr. über W (§. 56.)

Hier ist $A = 1$, $\alpha = 1$, $L = 130$ Gr., $B = 1$, $\beta = 0{,}9$; $l = 0$, $\gamma = 1$, $\lambda = 0$.

Also

Für das Fahr. Therm. ist (§. 183) n = 180; ich will nun W = 1260 Gr. setzen, so giebt die Formel

$$\lambda = \frac{1 \cdot 1 \cdot 1390 + 1 \cdot 0{,}9 \cdot 1260}{2 \cdot 1} - 1260$$

$$= 1262 - 1260 = 2 \text{ Gr.}$$

welches dem durch die Erfahrung bestimmten Werth $\lambda = 0$ sehr nahe kommt.

§. 86.

Sucht man umgekehrt W aus der Formel, so giebt sich

$$(A + B) \cdot \gamma \lambda + (A + B) \cdot \gamma \cdot W = A \alpha L + A \alpha W + B \beta l + B \beta W$$

also

$$W = \frac{(A + B) \cdot \gamma \lambda - (A \alpha L + B \beta l)}{A \alpha + B \beta - (A + B) \cdot \gamma}$$

Demnach hier,

$$= \frac{2 \cdot 1 \cdot 0 - (1 \cdot 1 \cdot 130 + 1 \cdot 0{,}9 \cdot 0)}{1 \cdot 1 + 1 \cdot 0{,}9 - 2 \cdot 1}$$

$$= \frac{128{,}9}{0{,}1} = 1289$$

Und das gäbe allgemein

$$W = \frac{1289}{180} \cdot n = 7{,}16 \cdot n$$

§. 87.

Aber die Voraussetzung ungeänderter spec. Expansivkräfte ist nie gestattet, und wenn solche für A, B und A + B; E, e und ε heisen, so ist nach (§. 73.)

$$N = \frac{A \cdot \alpha \cdot (W + L)}{E}$$

$$n = \frac{B \cdot \beta \cdot (W + l)}{e}$$

$$v = \frac{(A + B) \cdot \gamma \cdot (W + \lambda)}{\varepsilon}$$

und nun für das Gleichgewicht in der Mischung

$$\frac{(A + B) \cdot \gamma \cdot (W + \lambda)}{\varepsilon} = \frac{A \alpha (W + L)}{E} + \frac{B \cdot \beta \cdot (W + l)}{e}$$

wofern die Menge der freien Wärmetheilchen bei der Mischung ungeändert bleibt.

In dem Ex. (§. 85) ist $E = e$ und wenigstens sehr nahe auch $= \varepsilon$.

Je grösser die spec. Schwere des Körpers, und je kleiner die spec. Expansivkraft der Wärmetheilchen in diesem Körper ist, desto grösser ist

$$N = \frac{A \alpha (W + L)}{E}.$$

d. i. desto grösser ist die Menge von freien Wärmetheilchen, die er bei einer bestimmten Temperatur faßt.

Man kann dieses Vermögen der Körper, bei einer bestimmten Temperatur eine bestimmte Menge von Wärmetheilchen zu fassen, die Kapacität der Körper zu nennen, und in diesem Sinne den Quotient $\frac{\alpha}{E}$ als die Größe der Kapacität oder als die absolute Kapacität des Körpers ansehen.

Sechstes Kapitel.

Gesetze der Bewegung des Wärmestoffs, und davon abhängende Erwärmung und Erkältung.

§. 88.

Daß die Wärmematerie aus jedem Körper so lange in den ihn berührenden Körper übergeht als die Temperatur des erstern noch grösser ist, als die des letztern, ist eine bekannte im Bisherigen schon oft gebrauchte Erfahrung. Eben hieraus entsteht zwischen den Temperaturen ungleich warmer Körper, die einander berühren, nach und nach ein Gleichgewicht,

gewicht, von dessen Gesetzen bisher nur die Rede war. Im gegenwärtigen Kapitel sollen nun die Gesetze untersucht werden, welchen der Wärmestoff in seiner Bewegung unterworfen ist, wobei also zugleich auf die Geschwindigkeit gesehen wird, mit welcher der Wärmestoff entweicht und mit welcher die Temperatur sich ändert.

§. 89.

Hr. Picktet hat in seiner schon im ersten Kapitel erwähnten trefflichen Schrift unter seinen vielen lehrreichen Versuchen auch folgenden angestellt:

Er stellte zween Hohlspiegel 69 Fuß weit von einander; in den Brennpunkt des einen legte er eine bis zunächst an den Grad des Rothglühens erhitzte eiserne Kugel, in den des andern, dessen Brennweite 15 Zoll betrug, setzte er ein Luftthermometer.

Vor die erhitzte Kugel stellte er in der Entfernung von einigen Zollen anfänglich einen sehr dünnen Lichtschirm. Sobald nun der Lichtschirm weggenommen wurde, stieg das Thermometer im andern Brennpunkt augenblicklich, ohne daß nur eine dazwischen verflossene Zeit hätte bemerkt werden können.

Gesetzt aber auch, sagt Hr. Picktet, daß eine oder zwei Sekunden verflossen wären, so würde diese Verzögerung größtentheils der schweren Durch-

dringlichkeit des Thermometerglases für die Wärmematerie zugeschrieben werden müssen.

Ich muß noch die Bemerkung hinzufügen, daß das Thermometerglas selbsten beim ersten Empfang zugesendeter Wärmetheilchen um ein weniges ausgedehnt wird, und daß diese Ausdehnung die anfängliche Verstärkung der Elasticität der Luft aufhebt. Ich verband eine große beinahe ganz mit Wasser angefüllte Flasche, so daß nur noch einige Kub. Zolle Luft darüber standen, mit einer bis in das Wasser hinabreichenden Barometerröhre, und verschloß nun den Zutritt der äusern Luft.

So stellte ich die mit sehr kaltem Wasser gefüllte Flasche in ein temperirtes Zimmer, da dann das Wasser bald durch die ganze Barometerröhre hinauf stieg. In dem Augenblick, da die Barometerröhre sich ganz angefüllt hatte, faßte ich die Flasche mit beiden Händen, und plötzlich fiel alles in der Barometerröhre befindliche Wasser in die Flasche herab. Das Glas wurde schneller ausgedehnt als das Wasser, und die wenige über ihm versperrte Luft, und das Wasser in der Röhre fand nun in der durch diese Ausdehnung erweiterten Flasche wieder Raum, bis es durch längeres Anfassen mit den Händen aufs Neue zu steigen genöthiget wurde.

Eben so was muß also auch, nur nicht eben so merklich, bei der ersten Erwärmung des Thermometerglases erfolgen.

Der erzählte wichtige Pickteische Versuch, welcher öfter von ihm wiederholt wurde, beweist also

1) daß die Wärmematerie reflecktirt wird

2) daß die Wärmematerie einen Raum von 70 Fusen in einer unmerkbaren gar nicht angeblich kleinen Zeit in der Luft durchlauft.

Vielleicht, sagt Hr. Picktet, hat also die ausstrahlende Wärme die Geschwindigkeit des Schalls oder gar die des Lichts.

Auch scheint es Hrn. Picktet dieserhalb nöthig, strahlende Wärme, die nur durch Zwischenräumchen gradlinigt (s. §. 52.) durchgehe, ohne auf feste Theilchen zu treffen, von der fortgepflanzten Wärme, welche sich mit den Theilchen des im Weg liegenden Körpers unter der Modifikation der spec. Wärme verbinde, zu unterscheiden.

§. 90.

Daß der Wärmestoff durch dichtere Körper, als die Luft ist, nicht so gradlinicht durcheilt, bedarf keiner Erinnerung.

Man kann oder muß sich gedenken, daß überall in der Luft schon Wärmestoff ausgebreitet ist, denn nirgends ist ein absolut kalter Raum, und die Temperatur strebt überall nach Gleichgewicht.

So wie nun ein neuer Wärmetheil in die Nähe kommt, stößt solcher das schon vor ihm liegende

Wär-

Wärmetheilchen weg, und setzt solches nach eben der Richtung in Bewegung, dieses wieder das folgende u. s. f. Der äuserst geringe Zusammenhang der Lufttheilchen ist für die große Geschwindigkeit der Wärmetheilchen unbedeutend, so wie auch die anziehende Kraft der Lufttheilchen gegen die Wärmetheilchen.

Aber die Geschwindigkeit des Fortgangs der Wärme in der Luft kann nur bei paralleler Fortleitung, wie die beim Hohlspiegel ist, so groß bleiben. Bei ungezwungener Ausstrahlung, die wie die Radien einer Kugel sich immer mehr von einander entfernt, wird die Geschwindigkeit der Fortleitung immer schwächer, je länger sie dauert.

Man gedenke sich, eine nach allen Seiten Wärme ausströhmende, erhitzte Kugel.

Dadurch, daß bei der ersten Ausstrahlung z. B. m Wärmetheilchen nach und nach in immer größern kugelförmigen Luftschichten, welche die Kugel umgeben, eindringen, werden in diesen auf einander folgenden Luftschichten die Wärmetheilchen verdichtet, und die Temperatur der Schichten, in welche sie eindringen, erhöht.

Die Wärmeverdichtung, welche diese ausstrahlende erste Wärmemenge von n Theilchen in der rten Luftschichte bewirkt, ist nothwendig kleiner als in der r — 1ten Schichte, weil das Volumen der rten größer ist, als das der r — 1ten, und doch die näm-

nämliche Wärmemenge n in sie eindringt. Die Verdichtungen in der rten, r — 1ten, r — 2ten u. s. Schichte sollen D, D′, D″ u. s. f. heisen, so ist

$$D < D'; \; D' < D''; \; D'' < D''' \text{ u. s. f.}$$

Da aber die auf einander folgenden Volumina der Schichten der Verhältniß der Einheit desto näher kommen, je weiter sie von der ersten Schichte oder von der warmen Kugel entfernt sind, so ist

$$D : D' > D' : D''$$
$$D' : D'' > D'' : D'''$$

u. s. w. Oder

$$\frac{D'}{D} < \frac{D''}{D'}; \; \frac{D''}{D'} < \frac{D'''}{D''} \text{ u. s. f.}$$

also

$$\frac{D' - D}{D} < \frac{D'' - D'}{D'}; \; \frac{D'' - D'}{D'} < \frac{D''' - D''}{D''} \text{ u. s. f.}$$

Nun druckt (§. 58.)

$$\frac{D' - D}{D}, \; \frac{D'' - D'}{D'}$$

u. s. f. die Kraft aus, mit welcher die Wärmemenge n der ersten Ausstrahlung aus der r — 1ten Luftschichte in die rte, aus der r — 2ten in die r — 1te u. s. f. überzugehen strebt, also nimmt die Kraft,

mit

mit welcher die Wärmemenge der ersten Ausstrahlung in jede folgende Luftschichte übergeht, beständig ab, oder die Geschwindigkeit dieser ersten Ausstrahlungswärme wird bei ihrem Fortgange immer kleiner.

Die nachfolgenden Ausstrahlungen finden also bei ihrem Fortgange immer mehrere Hindernisse, indem die Verzögerung der vorausgehenden Wärmetheilchen zur Folge hat, daß in jedem Augenblick weniger Wärmetheilchen z. B. aus der rten Schichte in die r + 1te treten, als z. B. aus der r — 10ten in die r — 9te, oder weniger als aus dem Umfang der Kugel in die erste Luftschichte, wofern die 2te Ausstrahlungsmenge der ersten gleich wäre.

Es müssen daher die 2te, 3te und folgenden Ausstrahlungsmengen immer kleiner werden, als die vorhergehenden, wenn auch die warme Kugel bei einerlei Temperatur erhalten würde, bis der Ausfluß aus der Kugel dem Ausfluß aus den entferntern Luftschichten gleich wird.

Da aber die Wärme mit so ungemein großer Geschwindigkeit ausstrahlt, daß sie sehr schnell in so weit entfernte Luftschichten tritt, für welche bei jedem auf einander folgenden Paar der Werth von $\frac{D' - D}{D}$ als unveränderlich angesehen werden kann, so muß auch der erwähnte Beharrungsstand des Wärmeausflusses aus der Kugel bei unver-

veränderter Temperatur der Kugel in äußerst kurzer Zeit eintreten.

Wird die Temperatur der Kugel nicht durch eine Feuerquelle gleich hoch erhalten, sondern dieselbe ihrer Abkühlung überlassen, so sieht man, daß auch alsdann der Wärmeausfluß in jedem Augenblick so erfolgen müsse, wie es dem auf diese Art bestimmten Widerstand aller hinter einander liegenden Luftschichten zusammengenommen, oder so vielen Luftschichten gemäß ist, als man zusammen nehmen muß, um für die weiter folgenden Luftschichten einen nur unmerkbar veränderlichen Werth von $\frac{D' - D}{D}$ zu erhalten.

§. 91.

Die schnelle Auseinanderstrahlung der Wärmetheilchen in der Luft, die damit verbundene schnelle Abnahme der Temperatur in den auf einander folgenden Luftschichten und hierdurch bewirkte schnelle Verminderung des Wärmeausflusses aus dem warmen Körper bis zu einer beinahe unveränderlichen Ausstrahlung bringt die Luft, welche einen warmen Körpern umgiebt, sehr bald in einen Zustand, worin sie dem warmen Körper bei weitem weniger Wärmematerie entzieht, oder von demselben empfängt, als in dem ersten Augenblick der Ausstrahlung.

§. 92.

§. 92.

Eben das gilt nun auch von viel dichteren Massen. Wird z. B. eine sehr erhitzte eiserne Kugel in einem großen bleiernen Körper eingeschlossen, so hat man es jetzt mit Schichten von Blei zu thun.

Im ersten Augenblick läßt die eiserne Kugel in die weit kältere Bleimasse eine große Menge Wärmetheile fahren.

Hier findet nun zwar die gradlinichte Strahlung der Wärmetheilchen nicht so statt, wie in der Luft, weil der Zusammenhang der Bleitheilchen unter sich und mit den Wärmetheilchen bei weitem größer ist.

Aber jedes im Blei schon befindliche Wärmetheilchen, muß doch bei der Annäherung eines neuen eben so fortgestoßen werden, und sich weiter von der Kugel entfernen, wie solches vorhin bei der Luft erwähnt wurde, nur daß der Erfolg langsamer ist.

Dadurch werden die auf einander folgenden Bleischichten nun gleichfalls nach und nach erwärmt, bis dabei, wie bei der Luft, $\frac{D' - D}{D}$ so gut als unveränderlich wird, wenn die Kugel bei gleicher Temperatur erhalten wird. Nur tritt dieser Beharrungsstand der Erwärmung hier viel später ein, als bei der Luft.

Die erste Ausstrahlung in die Luft erfolgt nun ohnstreitig weit ungehinderter, als das Eindringen der

der Wärmetheilchen in das Blei; weil aber der Widerstand in der Luft ungemein schnell wächst, und $\frac{D' - D}{D}$ sehr schnell beinahe unveränderlich wird, indeß im Blei dieser Quotient immer noch sehr veränderlich ist, so kann das Blei, vor Eintretung des Beharrungsstandes, während der bis zu diesem Zustand verfliesenden Zeit mehr Wärmetheile aufnehmen, als die gleich in den Augenblicken in diesen Zustand tretende Luft.

Inzwischen kann das Blei noch vor seiner Eintretung in solchen Zustand schon anfangen, der Aufnahme neuer Wärmetheilchen aus der Kugel größere Hindernisse entgegen zu setzen, als die Luft in ihrem Beharrungsstand, so daß es nach hergestelltem Beharrungsstand in einerlei Zeit der warmen Kugel weniger Wärmetheile entzieht, als die freie Luft. Es ist daher in Rücksicht auf die Wärme, welche ein Körper einem andern wärmeren in einer bestimmten Zeit entzieht, äußerst wichtig, den Zustand der allmäligen Erwärmung von dem Beharrungsstand zu unterscheiden.

§. 93.

Man gedenke sich eine erwärmte Kugel in eine andere von geringerer Temperatur eingeschlossen, beide koncentrisch.

Die

Die Wärmetheilchen gehen, sobald sie die Oberfläche der äusern Kugel erreicht haben, nunmehr zum Theil in den äusern Raum über und vergrößern dessen Temperatur z. B. die Temperatur der Luft, wenn solche nicht so warm als die äusere Kugel ist.

Ich nehme iezt an, die innere Kugel habe anfänglich eine bestimmte Temperatur, und bleibe nun der allmähligen Abkühlung überlassen, so muß die Temperatur der Oberfläche der äusern Kugel nothwendig ein gewisses Maximum erreichen. Es verbinden sich nämlich mit den äusersten Theilchen der äusern Kugel immer mehrere Wärmetheilchen, solange der Zufluß von der innern Kugel noch größer ist, als die in die Luft wieder abgesezte Wärmemenge; da aber die innere Kugel selbsten immer mehr abgekühlt wird, so muß ein Zeitpunkt eintreten, wo der Zufluß dem Ausfluß gleich, und nach welchem der leztere größer, als der erstere wird. In diesem Augenblick hat die Oberfläche das Maximum ihrer veränderlichen Temperatur erreicht.

§. 94.

Da die Bewegungsgeschwindigkeit allgemein von der Gröse der Ueberwucht abhängt, hier aber gleiche Temperaturen das Gleichgewicht der sich bewegenden Wärmetheilchen bestimmen, so versteht es sich von selbsten, daß die Geschwindigkeit der in Bewegung befindlichen Wärmetheilchen unter sonst

gleichen Umständen desto grösser seyn müsse, ie grösser die Verschiedenheit der Temperaturen ist.

Aus einer zu 180 Gr. Fahr. erwärmten eisernen Kugel müssen die Wärmetheilchen in der ersten Sekunde schneller entweichen in eiskaltem Wasser, als in temperirtem.

Das Bestreben zur Geschwindigkeit hängt in iedem Augenblick blos von dieser Ueberwucht, d. h. von der Verschiedenheit der Temperatur ab.

Die Temperatur bezeichnet nämlich hier in der That die bewegende Kraft, und weil die Masse der in Bewegung zu setzenden Wärmetheilchen so gut als Null ist, so ist die beschleunigende Kraft hier der bewegenden, also der Temperatur proportional; wo also verschiedene Temperaturen einander entgegen wirken, da ist die beschleunigende Kraft in iedem Augenblick schlechthin dem Unterschied der Temperaturen proportional.

Heist also die Temperatur einer Masse in Thermometergraden $W + L$, einer zwoten $W + l$, und einer dritten $W + \lambda$, so ist die Verhältniß der Geschwindigkeit der Wärmetheilchen in dem Fall, wenn die andere der ersten entgegen wirkt, zu der in dem Fall, wenn die dritte der ersten entgegen wirkt, in dem Zeittheilchen $dt =$

$$((W + L) - (W + l)) \cdot dt : ((W + L) - (W + \lambda)) dt$$
$$= (L - l) : (L - \lambda)$$

Die

Die Verminderung oder der Verlust der Temperatur in der Zeit $d\,t$ soll $d\,z$, $d\,\zeta$ heisen, so ist

$$d\,z : d\,\zeta = (L - l) \,.\, d\,t : (L - \lambda) \,.\, d\,t$$

Ich will annehmen, nach Verfluß der Zeit T sei die Temperatur des wärmern Körpers $= W + L$, des äusern kältern Mediums, das ihn umgiebt, $= W + l$ und der Verlust seiner Temperatur in diesem Mittel in der Zeit $d\,T = d\,z$.

Nach Verfluß der Zeit t sei die Temperatur des Körpers $= L' + W$, des Mediums $= W + l'$, und der Verlust der Temperatur des Körpers in diesem Mittel in der Zeit $d\,t = d\,\zeta$, so ist

$$d\,z : d\,\zeta = ((W + L) - (W + l))\, d\,T : ((W + L') - (W + l'))\, d\,t$$

oder

$$d\,z : d\,\zeta = (L - l) \,.\, d\,T : (L' - l') \,.\, d\,t$$

also

$$\frac{d\,z}{L - l} : d\,T = \frac{d\,\zeta}{L' - l'} : d\,t$$

oder,

$W + L$ statt z und $W + L'$ statt ζ gesetzt,

$$\frac{d\,L}{L - l} : d\,T = \frac{d\,L'}{L' - l'} : d\,t$$

also ist für alle Zeitabschnitte

$$\frac{d\,L}{L - l} : d\,T$$

eine unveränderliche Verhältniß.

 §. 95.

§. 95.

Aus §. 90. u. f. erhellet, daß es bei dem Widerstand, welchem die Luft vermög ihrer freien Wärmetheile dem Ausfluß der Wärmetheile aus einem wärmern Körper entgegensetzt, so daß dadurch das Eindringen neuer Wärmetheile erschwert wird, auf eine gewisse mittlere Temperatur, der den Körper umgebenden Luft ankommt. Und da solche durch einen in ihr angebrachten warmen Körper, z. B. in einem Zimmer nicht merklich abgeändert wird, so kann man, wenn das den Körper umgebende Medium Luft ist, l, wie man es zur Zeit des Versuchs findet, als unveränderlich beibehalten.

Setzt man nun, weil die Veränderungen von L und von T einander entgegengesetzt sind, so daß L abnimmt, indem T wächst.

$$\frac{dL}{L-l} : dT = -1 : \sigma \quad (\mathfrak{h})$$

so ist

$$d \operatorname{lognat} (L - l) = - \frac{dT}{\sigma}$$

und

$$\operatorname{logn} (L - l) = \text{Const.} - \frac{T}{\sigma}$$

Nun sei für $T = 0$ d. i. beim Anfang der Abkühlung $L = \lambda$, so ist

$$\operatorname{logn} (\lambda - l) = \text{Const}$$

also

logn

$$\text{logn}\,(L - l) = \text{logn}\,(\lambda - l) - \frac{T}{\sigma}$$

und

$$\text{logn}\,\frac{\lambda - l}{L - l} = \frac{T}{\sigma}$$

Nun ist logn $2{,}71828\ldots = 1$, also

$$\text{logn}\,\frac{\lambda - l}{L - l} = \frac{T}{\sigma}\cdot\text{logn}\,2{,}71828\ldots$$

und nun

$$\frac{\lambda - l}{L - l} = 2{,}718\ldots^{\frac{T}{\sigma}}$$

und

$$L - l = (\lambda - l)\,.\,2{,}718\ldots^{-\frac{T}{\sigma}}$$

eine Formel für die Temperatur des Körpers nach der Zeit T, wofern seine anfängliche Temperatur λ und die der Luft l ist.

§. 96.

Nun sei eine Kugel vom Gewicht A in eine andere vom Gewicht B koncentrisch eingeschlossen, so ist in der Bedeutung (§. 87.)

$$N : n = \frac{A\alpha\,(W + L')}{E} : \frac{B\beta\,(W + l')}{e}$$

wo ich L' für die innere Kugel, l' für die äusere gesetzt habe.

Wenn nun die innere Kugel N Wärmetheilchen verliehrt, und die äusere n Theilchen Zuwachs bekommt, so ist, wenn N, n gleiche Temperatur bewirken sollen,

$$N : n = \frac{A\alpha}{E} : \frac{B\beta}{e}$$

d. h. nun verändern N Wärmetheilchen in A die Temperatur eben so wie n Wärmetheilchen in B. Wenn also die Temperatur von A um N Grade abnimmt, so nimmt die in B um n Grade zu, oder wenn die in A um N Grade abnimmt, so nimmt die in B um

$$\frac{\left(\frac{B\beta}{e}\right)}{\left(\frac{A\alpha}{e}\right)} . N \text{ Grade zu.}$$

Wenn also der äusern Kugel Temperatur nach der Zeit T in der Zeit d T die Aenderung $d\varphi = dz + f . dy$ leidet, nämlich d z wegen ihres Verlustes durch Berührung der äusern Luft, und f . d y wegen ihres Zuflusses von der innern Kugel, deren Temperaturveränderung nach der Zeit T ich d y nenne, so ist

$$f = \frac{B\beta : e}{A\alpha : E}$$

Es ist aber

$$dz = -\frac{dT . (\varphi - l)}{\sigma} \text{ aus (§. 95. h)}$$

und eben so

d y

$$dy = -\frac{dT.(y-\varphi)}{\sigma'}$$

weil nach der Zeit T die Temperatur der innern Kugel y und die der äusern φ seyn soll.

Also

$$d\varphi = dz + f\,dy$$

$$= -\frac{\varphi - l}{\sigma}\,dT - \frac{B\beta:e}{A\alpha:E} \cdot \frac{y-\varphi}{\sigma'}\,dT$$

oder, wenn S, s die zu E, e gehörigen specifischen Wärmen bedeuten,

$$d\varphi = -\frac{\varphi - l}{\sigma}\,dT - \frac{B\beta s}{A\alpha S} \cdot \frac{y-\varphi}{\sigma'}\,dT$$

oder auch

$$= -\frac{\varphi - l}{\sigma}\,dT - f\,dy$$

§. 97.

Die beiden Formeln

$$dy = -dT(y-\varphi)$$

$$d\varphi = -\frac{\varphi - l}{\sigma}\,dT - f\,dy$$

sind hinlänglich, Integralgleichungen zwischen y, φ und T zu finden. Es ist aber diese Integrirung schwieriger, als die §. 95., weil sich hier nicht l als unveränderlich ansehen läßt.

§. 98.

Ich muß inzwischen bemerken, daß diese Berechnung nur auf Fälle anwendbar ist, in welchen

 die

die Wärmematerie in allen Räumchen einer jeden Masse in jedem Augenblick gleichförmig verbreitet ist. Diese Voraussetzung findet aber weder bei der innern noch bei der äusern Kugel statt, und bei beiden desto weniger, je größer sie sind.

Die innere Kugel verliehrt ihre Temperatur von aussen nach innen, bleibt also näher nach dem Mittelpunkt wärmer, als an der Oberfläche; die äusere Kugel gewinnt anfänglich in der Temperatur von innen nach aussen, und ist also in den der innern Kugel näher liegenden Theilchen gleichfalls in jedem Augenblick wärmer, als näher an ihrer Aussenfläche. Hat die äusere Kugel an ihrer Oberfläche ihr Maximum der Temperatur erreicht, so nimmt hiernächst ihre Temperatur von aussen nach innen ab, und bleibt also um so viel mehr näher an der innern Kugel, wärmer als näher an der Oberfläche.

Es ist daher keine erträgliche Uebereinstimmung bei Anwendung der vorstehenden Berechnung mit der Erfahrung zu erwarten, wenn die Kugeln nur etwas dick sind. Es treten alsdann die Umstände §. 90. u. f. ein. Es wird dabei $\frac{D' - D}{D}$ immer unveränderlicher, je mehr sich die Wärme in der äußern Kugel fortpflanzt, und der Widerstand, welchen die Wärmematerie beim fernern Eindringen in diese Kugel findet immer größer, größer als die Berechnung voraussetzt. Die äusersten Theilchen

der

der äusern Kugel erhalten dabei in einer bestimmten Zeit die Temperatur nicht, welche man bei voraus-gesetzter gleichförmiger Vertheilung der Wärmetheilchen annimmt; sie setzen also auch nicht soviele Wärmetheilchen in die Luft ab, als die Rechnung ergiebt, und die innere Kugel nimmt daher in ihrer Temperatur langsamer ab, als nach der Berechnung.

Diese Abweichung muß desto größer werden, ie größer der anfängliche Wärmegrad der innern Kugel ist, weil die Verbreitung der Wärmetheilchen durch alle Räumchen der äusern Kugel alsdann desto mehr von der Voraussetzung abweicht, daß sie in iedem Augenblick durch die ganze Masse gleichförmig geschehe. Bei einem nur geringen Wärmegrad ist die iedesmalige Verschiedenheit der Temperatur in den verschiedenen Räumchen offenbar nicht so beträchtlich.

Man muß also die Berechnung nur auf nicht sehr beträchtliche Massen anwenden, deren Wärmetheile unmittelbar in die Luft ausströhmen, welche überdas der Ausbreitung der Wärmetheilchen eine vorzügliche Gleichförmigkeit gestatten, und die endlich keinen sehr hohen Wärmegrad haben.

Gelind erwärmte flüßige Massen sind daher hierzu vorzüglich geschickt. Da aber diese allemal durch Wände eingeschlossen seyn müssen, so muß man bei ihrer Anwendung solche Gefäße gebrauchen,

 deren

deren Wände in Vergleichung mit der darin befindlichen Masse unbedeutend sind.

§. 99.

Aus (§. 95.) erhellet, daß, wofern l unveränderlich ist,

$$L - l = (\lambda - l) \,.\, 2{,}718 \ldots^{-\frac{F}{\sigma}}$$

gefunden wird, oder

$$L - l = (\lambda - l) \,.\, \left(2{,}718^{\frac{1}{\sigma}}\right)^{-F}$$

$$= (\lambda - l) \,.\, \frac{1}{\left(2{,}718^{\frac{1}{\sigma}}\right)^{F}}$$

Nach der Zeit T' sei L in L' verwandelt, so ist

$$L' - l = (\lambda - l) \,.\, \frac{1}{\left(2{,}718^{\frac{1}{\sigma}}\right)^{T'}}$$

also

$$(L - l) : L' - l) =$$

$$(\lambda - l) \,.\, \left\{\frac{1}{2{,}718^{\frac{1}{\sigma}}}\right\}^{T} : (\lambda - l) \,.$$

$$\left\{\frac{1}{2{,}718^{\frac{1}{\sigma}}}\right\}^{T'}$$

oder

oder wenn T zur Einheit der Zeit angenommen und

$$T' = m \cdot T = m$$

gesetzt wird

$$(L - l) : (L' - l) = \left\{ \frac{1}{2{,}718^{\frac{1}{\sigma}}} \right\} : \left\{ \frac{1}{2{,}718^{\frac{1}{\sigma}}} \right\}^m$$

Oder, wenn man

$$2{,}718^{\frac{1}{\sigma}} = \pi$$

setzt,

$$(L - l) : (L' - l) = \frac{1}{\pi} : \left(\frac{1}{\pi}\right)^m.$$

Demnach

$$(L' - l) = \frac{\left(\frac{1}{\pi}\right)^m}{\frac{1}{\pi}} \cdot (L - l) = \left(\frac{1}{\pi}\right)^{m-1} \cdot (L - l)$$

Es ist aber

$$L - l = (\lambda - l) \cdot \frac{1}{\pi}$$

also

also

$$L' - l = \left(\frac{1}{\pi}\right)^m (\lambda - l)$$

oder

$$L' = l + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m (\lambda - l) \text{ (h)}$$

Wenn man λ, l und für eine zur Einheit angenommene Zeit z. B. für eine Minute L beobachtet, so giebt die Beobachtung den Werth von

$$\pi = \frac{\lambda - l}{L - l},$$

oder

$$\frac{1}{\pi} = \frac{L - l}{\lambda - l}.$$

§. 100.

Die Formel (h §. 99.)

$$L = l + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m (\lambda - l)$$

wo ich L statt L' gebrauchen will, heist also so viel:

Wenn ein Körper von der Temperatur λ in einem ihn umgebenden Mittel, dessen Temperatur beständig fort $= l$ angenommen werden kann, nach einer durch Beobachtung bestimmten Zeit noch die Temperatur

$$l + \frac{1}{\pi} (\lambda - l)$$

hat,

hat, so ist nach der m fachen Zeit

seine Temperatur L noch $= l + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m$.

$(\lambda - l)$

Ist aber l selbst veränderlich, so daß nach der m fachen Zeit l' aus l geworden ist, so geht es nicht an,

$$L = l' + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m (\lambda - l) \text{ (O}$$

setzen zu wollen.

Aus (§. 95) erhellet nämlich, daß die Erfindung der Formel voraussetzt, es sei $\frac{dL}{L - l} =$ $d.\log n (L - l)$ welches aber nicht statt findet, wenn l veränderlich ist. Man würde also für ein veränderliches l eine ganz andere Formel, als die (h) herausbringen.

Es giebt gewiß eine mittlere Temperatur zwischen l und l' von der Beschaffenheit, daß sie, wofern solche ungeändert bliebe, auf die Verkältung der Kugel eben den Einfluß hätte, welchen das äussere Medium bei seiner Veränderlichkeit wirklich hat. Diese ist z. B. $= l' - \mu$ und $= l + \varrho$, und so hätte man

$$L = l' - \mu + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m (\lambda - l - \varrho)$$

Es

Es wären also in (☉) beide Glieder im Werth von L zu groß.

§. 101.

Man könnte zween Wege gehen, die Formel (♄) für ein veränderliches l zu korrigiren.

Wird nämlich l am Ende der m fachen Zeit $= l'$, so könnte man fürs Erste $L =$

$$\frac{l + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m \cdot (\lambda - l) + l' + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m (\lambda - l')}{2}$$

setzen, so daß man das Mittel zwischen den beiden Fällen bekäme, da die unveränderliche Temperatur beständig l und da sie beständig l′ wäre.

Hiernach würde also

$$L = \frac{l + l'}{2} + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m \cdot \frac{(\lambda - l) + (- l')}{2}$$

$$= \frac{l + l'}{2} + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m \cdot \left(\lambda - \frac{l + l'}{2}\right)$$

Man könnte aber auch fürs Andere gleich das Mittel zwischen l und l′ als die unveränderliche Temperatur des äußern Mediums gebrauchen, und das gäbe,

$l +$

$$\frac{l + l'}{2}$$

statt l in (§. 99. ℏ) gebraucht,

$$L = \frac{l + l'}{2} + \left(\frac{1}{\pi}\right)^m \cdot \left(\lambda - \frac{l + l'}{2}\right) ☿$$

Demnach geben beide Voraussetzungen einerley Resultat, und man kann daher (♀) gebrauchen.

H. H. Mayer setzt daher (a. a. O. §. 342.) unrichtig.

$$y = z + (Y - Z) \cdot \left(\frac{1}{e}\right)^{\phi}$$

oder in meinen Buchstaben:

$$L = l' + (\lambda - l) \cdot \left(\frac{1}{\pi}\right)^m$$

Er findet hierdurch L zu groß.

§. 103.

Diese Formeln mit der Erfahrung zu vergleichen, dienen nachstehende Beobachtungen, wobey die unveränderliche Temperatur der Luft im Zimmer, wo sie angestellt wurden, 15 Gr. = l war. Sie sind im Jenner 1773. von Hrn. Lambert angestellt worden. Es ist dabey anfänglich λ = 22 + 15 = 37 Gr.

Nach

Nach 1 Minute war noch L = 34,8 Gr.; also (§. 99.)

$$\frac{1}{\pi} = \frac{34,8 - 15}{37 - 15} = \frac{19,8}{22} = 0,9$$

Demnach nach m Minuten (§. 99. h)

$$L = 15 + 0,9^{m} . 22$$

wonach sich die Werthe von L berechnen lassen.

Werthe von m in Minuten.	Beobachtete Thermometergrade L.	Berechnete Werthe von L.
0	37,0	37,1
1	34,8	34,8
2	32,8	32,8
3	30,9	30,9
4	29,3	29,3
5	27,8	27,8
6	26,5	26,5
7	25,3	25,3
8	24,4	24,3
9	23,5	23,3
10	22,6	22,5
11	21,8	21,7
12	21,1	21,0
13	20,4	20,4
14	19,8	19,9
15	19,4	19,4

Werthe von m in Minuten.	Beobachtete Thermometergrade L.	Berechnete Werthe von L.
16	18,9	18,9
17	18,6	18,5
18	18,2	18,1
19	17,8	17,8
20	17,6	17,5
21	17,3	17,3
22	17,1	17,0
23	16,8	16,8
24	16,6	16,6
25	16,4	16,5
26	16,3	16,3
27	16,2	16,2

Diese Versuche mit einem Weingeistthermometer zeigen also, wie das auf 37 Gr. anfänglich erwärmte Thermometer in der kühlern Luft nach und nach verkältete, und wie die Berechnung dabei mit der Erfahrung äuserst genau zusammenstimmte. Da es nur darauf ankommt, bei den Beobachtungen und den Berechnungen einerlei Grade zum Grund zu legen, so fällt von selbsten in die Augen, daß es eine überflüßige Arbeit wäre, hier erst eine Reduktion der Grade auf Quecksilbergrade vorzunehmen.

Ich habe übrigens Hrn. Lamberts erste Beobachtung hier weggelassen, und seine 2te hier zur ersten angenommen.

§. 103.

Aus (§. 99. h) ergiebt sich

$$\frac{L - l}{\lambda - l} = \left(\frac{1}{\pi}\right)^m$$

oder

$$\log (L - l) - \log (\lambda - l) = - m \cdot \log \pi$$

also

$$m = \frac{\log (\lambda - l) - \log (L - l)}{\log \pi}$$

Wenn also ein Körper von der Temperatur λ einem Medium von der unveränderlichen Temperatur l ausgesetzt wird, und durch Beobachtung bekannt ist, daß er darin nach einer bestimmten Zeit τ noch die Temperatur $\frac{1}{\pi} \cdot \lambda$ hat, so giebt diese Formel die m fache Zeit oder die Zahl an, mit der die Zeit τ multiplicirt werden muß, um die Zeit zu finden, nach deren Verfluß der Körper eine bestimmte Temperatur L hat.

§. 104.

Weil L — l die Geschwindigkeit vorstellt, mit welcher die Wärmetheilchen ausfahren, so wird die Menge d N der aus einem Körper von der Temperatur W + L in der Zeit d T ausströhmenden

Wär-

Wärmetheilchen durch nachstehende Gleichung ausgedruckt

$$dN = -(L - l).F.dT$$

wo F die Grösse der Ausflußöfnung für die Wärmetheilchen, also nach (§. 70.) die ganze Oberfläche des Körpers ist, von der sie wenigstens als unendlich wenig verschieden angesehen werden kann.

Man hat aber überdas, wenn statt $\frac{1}{E}$ die spezifische Wärme S gebraucht, und des Körpers Volumen = V gesetzt wird, (§. 87.)

$$N = V.\alpha.(L + W).S(\delta$$

also

$$dN = V\alpha S dL$$

und daher

$$-(L - l).F.dT = V\alpha S dL$$

und

$$\frac{dL}{L - l} = -\frac{FdT}{V\alpha S}$$

also

$$\text{logn}(L - l) = -\frac{F}{V\alpha S}.T + \text{Const}$$

Nun sei, für $T = 0$, $L = \lambda$, so ist Const = logn $(\lambda - l)$, also

 logn

$$\text{logn}\,(L - l) = \text{logn}\,(\lambda - l) - \frac{F}{V\alpha S}\cdot T$$

und

$$T = \frac{V\alpha S}{F}\cdot(\text{logn}\,(\lambda - l) - \text{logn}\,(L - l))\ (\text{♀}$$

Für eine andere Masse werde in der Zeit $\frac{r}{m}$ T die anfängliche Temperatur λ' in L' verwandelt, und die ähnlichen Grösen seien bei solcher V', α', S', F', r', so ist

$$\frac{T}{\frac{1}{m}T} \text{ oder } m =$$

$$\frac{V\alpha S F'}{V'\alpha' S' F}\cdot\frac{\text{logn}\,(\lambda - l) - \text{logn}\,(L - l)}{\text{logn}\,(\lambda' - l') - \text{logn}\,(L' - l')}$$

oder,

$$L' - l' = \frac{1}{\pi}\,(\lambda' - l') \text{ also } \frac{\lambda' - l'}{L' - l'} = \pi$$

gesetzt,

$$m = \frac{V\alpha S F'}{V'\alpha' S' F}\cdot\frac{\text{logn}\,(\lambda - l) - \text{logn}\,(L - l)}{\pi}$$

Dieser Ausdruck ist allgemeiner, als der (§. 103.), indem hier der für eine Masse beobachtete Werth von π zur Erfindung der Zeit m bei jedem andern Körper gebraucht werden kann.

Es

Es wird aber allemal vorausgesetzt, daß $l . l'$ während der Temperaturänderung der Körper $V . V'$ unveränderlich bleiben, welches in dem Fall angenommen werden kann, wenn das Medium eine hinlänglich große Luftmasse ist.

§. 105.

Je längere Zeit ein Körper braucht, von einer bestimmten Temperatur bis zu einer bestimmten niedrigern abzukühlen, desto größer ist sein Wärmehaltungsvermögen, oder Wärmehaltende Kraft, also desto kleiner sein Wärmeleitungsvermögen, oder Wärmeleitende Kraft. Brauchte z. B. eine eiserne Kugel von bestimmter Gröse dreimal so lange Zeit, um von 120 Gr. Fahr. bis 90 Gr. abzukühlen, als eine eben so große bleierne Kugel, so würde man sagen: das Wärmeleitungsvermögen des Eisens verhält sich zu der des Bleies bei gleichem Volumen wie 1 zu 3.

Man könnte daher eine gewisse Masse, z. B. Wasser zum Maasstab gebrauchen, und für solche den Werth von π bestimmen, da dann V', α', S', F', gleichfalls sich auf Wasser bezögen, und V, α, S, F nunmehr für jede andere Materie gebraucht werden könnten. Weil das Wärmeleitungsvermögen auf einerlei Volumen gehen soll, so wird $V = V'$, und so erhält man

$$m = \frac{\alpha . S . F'}{\alpha' . S' . F} \cdot \frac{\log n (\lambda - l) - \log n (L - l)}{\pi}$$

Wenn also α', S', F' und π die bei einem Versuch bestimmte Größen sind, so erhält man für iede angenommene Werthe von λ, L, l, die Massen mögen wie man will beschaffen seyn, einen bestimmten Werth für

$$\frac{F \cdot (\log n\,(\lambda - l) - \log n\,(L - l))}{\alpha' \cdot S' \cdot \pi}$$

wofür ich Σ setzen will, also

$$m = \frac{\alpha \cdot S \cdot \Sigma}{F}$$

wo Σ für alle Materien einerlei bleibt.

Also verhält sich, bei einerlei Volumen,

$$m \text{ wie } \frac{\alpha\, S}{F}$$

wie auch unmittelbar aus (§. 104. P) erhellet.

Da sich nun die wärmeleitende Kraft umgekehrt wie die zu einerlei Verminderung einer bestimmten Temperatur erforderliche Zeit, also wie $\frac{1}{T}$ oder auch $\frac{1}{m}$ verhält, so folgt hieraus:

Die Wärmeleitende Kraft der Körper verhält sich bei einerlei Volumen wie

$$\frac{F}{\alpha\, S}$$

also

also, wenn überdaß die Gestalt und daher F einerlei ist, wie

$$\frac{1}{\alpha S},$$

Oder wenn die Wärmeleitende Kraft einer gewissen Materie = 1 und für iede andere = K gesetzt wird, so ist, für erstere α', S' gebraucht,

$$K = \frac{\alpha' S'}{\alpha S}$$

§. 106.

Es liegen hier keine Hypothesen zum Grund, auf deren Ungewißheit diese Formel beruhte. Nur muß man die schon oben erwähnten Bedingungen oder Einschränkungen dabei als erfüllt voraussetzen, wie ich in der Folge noch besonders erinnern werde. Sind diese Bedingungen erfüllt, so müssen richtige Angaben der spec. Wärmen und spec. Schweren der Körper auch für die Leitungskräfte nach dieser Formel Bestimmungen geben, welche der Erfahrung entsprechen. H. H. Mayer hat folgende Richmannschen Beobachtungen mitgetheilt (a. a. O. S. 255.)

	Beobachtete Verhältnißzahlen für die Wärmeleitende Kraft.
Für Blei	100
— Zinn	67

Für

			Beobachtete Verhältnißzahlen für die Wärmeleitende Kraft.
Für Eisen	=	=	43
— Messing	=	=	41
— Kupfer	=	=	39

Zur Vergleichung mit der obigen Formel nimmt er aus Hrn. Grens Naturlehre und Hrn. Crawfords Schrift

		Werthe von α	Werthe von S
Für Blei	=	11352	352
— Zinn	=	7291	704
— Eisen	=	7800	1269
— Messing	=	8396	1123
— Kupfer	=	8876	1111

Hiernach giebt nun die obige Formel

			Berechnete Verhältnißzahlen für die Wärmeleitende Kraft.
Für Blei	=	=	100
— Zinn	=	=	77
— Eisen	=	=	40
— Messing	=	=	42
— Kupfer	=	=	40

H. H. Mayer bemerkt noch, daß etwas starke Abweichung bei dem Zinn vielleicht ihren Grund in seiner Unreinheit und Versetzung mit Blei liegen kön-

könne, da wirklich die Wärmeleitende Kraft des Bleies so beträchtlich groß, und die Versetzung des Zinns mit Blei nicht sehr ungewöhnlich ist.

Inzwischen sind selbst die Verhältnißzahlen für die spec. Wärme der Körper noch nicht so richtig bestimmt, daß nicht solche überhaupt in der Anwendung manche Abweichung ergeben sollten.

§. 107.

Hr. Gren theilt (Grundr. d. Naturl. S. 526.) nachstehende Verhältnißzahlen mit:

			Spec. Wärme bei gleichem Gewicht
Wilke	für	Wasser	1,000
—	—	Gold	0,050
—	—	Blei	0,042
—	—	Silber	0,082
—	—	Wismuth	0,043
—	—	Kupfer	0,114
—	—	Messing	0,116
—	—	Eisen	0,126
—	—	Zinn	0,060
—	—	Zink	0,102
—	—	Spießglaskönig	0,063
—	—	Agath	0,195
—	—	Weisses Glas	0,187
Black	—	Quecksilber	0,047
Crawford	—	Flintglas	0,174

		Spec. Wärme bei gleichem Gewicht
Crawford für	Terpentinöhl	0,472
— —	Baumöhl	0,710
— —	Leinöhl	0,528
— —	Schwefel	0,183
— —	Roher Kalchstein	0,256
— —	Gebrannter Kalch	0,245
— —	Atmosphärische Luft	1,796
— —	Lebensluft	4,749

§. 108.

Will man die Theorie mit Versuchen bei flüßigen Materien vergleichen, so ist allemal ein Gefäß nöthig, in welchem man die flüßigen Massen erkalten läßt, und dieser Umstand ändert den Ausdruck

$$K = \frac{\alpha' S'}{\alpha S}$$

(§. 105.) wieder ab.

Wenn nämlich die teutschen Buchstaben 𝔙, 𝔞, 𝔏, 𝔖 für die Materie des Gefäßes eben die Bedeutung haben, wie die V, α, L, S, für die im Gefäß befindliche flüßige Masse, so ist für die flüßige Materie und die Masse des Gefäßes zusammengenommen

$$N = V \alpha S (W + L) + \mathfrak{V} \mathfrak{a} \mathfrak{S} (W + \mathfrak{L})$$

und

$$dN = V \alpha S . dL + \mathfrak{V} \mathfrak{a} \mathfrak{S} . d\mathfrak{L}$$

Und

Und weil überdas (§. 104.)

$$dN = -(L - l) \cdot F \cdot dT$$

so hat man

$$-(L - l) \cdot F \cdot dT = V \alpha S \, dL + \mathfrak{V} a \mathfrak{S} \cdot d\mathfrak{L} \quad (\mathfrak{H})$$

F ist die wirkliche Oberfläche, welche das Gefäß und den Spiegel der flüßigen Materie begrenzt; es ist aber die Temperatur nicht für alle Theile von F gleich groß, nicht überall = L, sondern aus L und 𝔏 zusammengesetzt. Also ist der Ausdruck N = — (L — l) F . d . T nicht genau richtig. Aber die Abweichung von der Wahrheit ist desto geringer, je weniger L von 𝔏 abweicht.

Dieses läßt sich nun sehr gut erreichen, wenn man die Versuche so anstellt, daß dabei die Masse des Gefäßes merklich kleiner, als die der flüßigen Materie ist, und daß der Wärmegrad der flüßigen Materie überhaupt nicht gar hoch ist. Unter solchen Umständen sind L und 𝔏 nie merklich verschieden, und so läßt sich also die Formel (ℌ) sehr gut gebrauchen. Weil aber unter solchen Vorrichtungen auch d L = d 𝔏 gesetzt werden kann, so hat man zugleich

$$-(L - l) \cdot F \cdot dT = (V \alpha S + \mathfrak{V} a \mathfrak{S}) \cdot dL$$

Man erhält also wie (§. 104.) die Gleichung für T, nur V α S + 𝔙 a 𝔖 statt V α S gesetzt, nämlich

T =

$$T = \frac{V\alpha S + \mathfrak{B} a \mathfrak{S}}{F} \cdot (\text{logn}\,(\lambda - l) - \text{logn}\,(L - l))$$

und nun verhält sich die wärmeleitende Kraft der aus der flüßigen Materie und der Materie des Gefäßes zusammengesetzten Masse wie $\frac{1}{T}$ oder wie

$$\frac{F}{V\alpha S + \mathfrak{B} a \mathfrak{S}}$$

Oder wenn die wärmeleitende Kraft für die Zusammensetzung des Gefäßes mit verschiedenen flüßigen Materien bei ungeändertem Werthe von V durch K, K' ausgedruckt wird, und für die letztere die spec. Wärme und die spec. Schwere durch S', α' ausgedruckt werden, übrigens aber das nämliche Gefäß beibehalten wird, so ist

$$K : K' = \frac{F}{V\alpha S + \mathfrak{B} a \mathfrak{S}} : \frac{F}{V\alpha' S' + \mathfrak{B} a \mathfrak{S}}$$

$$= V\alpha' S' + \mathfrak{B} a \mathfrak{S} : V\alpha S + \mathfrak{B} a \mathfrak{S}$$

und nun

$$K = \frac{V\alpha' S' + \mathfrak{B} a \mathfrak{S}}{V\alpha S + \mathfrak{B} a \mathfrak{S}} \cdot K'$$

Der Gebrauch dieser Formel setzt voraus, daß die Temperatur in jedem Augenblick durch alle Theile der

der flüßigen Materie und des Gefäßes gleichförmig verbreitet sei, und daß eben darum $V\alpha'$ und $V\alpha$ allemal merklich kleiner seien, als $\mathfrak{V}a$. Auch muß die Vergleichung allemal bei einerlei Volumen geschehen.

§. 109.

Setzt man das Gewicht des leeren Gefäßes = B, das der flüßigen Materie bei der spec. Schwere α = A, bei der α' = A', so kann man auch A, A', B statt $V\alpha$, $V\alpha'$, $\mathfrak{V}a$ setzen, und so giebt sich

$$K = \frac{A' S' + B S}{A . S + B S} . K'$$

Wäre die wärmeleitende Kraft der flüßigen Materie von der spec. Schwere α für sich allein = k, die der andern flüßigen Materie für sich allein = k', so wäre

$$k = \frac{A' . S'}{A . S} . k'$$

also

$$K : K' = (A' S' + B . \mathfrak{S}) : (A S + B \mathfrak{S})$$

$$k : k' = A' . S' : A . S$$

Ist also $B . \mathfrak{S}$. sowohl gegen $A . S$ als gegen $A' . S'$ klein genug, so ist sehr nahe

$$K : K' = k : k'$$

d. i. so kann man die Verhältniß der wärmeleitenden Kräfte, welche die Versuche für die aus der Materie des Gefäßes und der flüßigen Materie zusammengesetzte Masse geben, ohne merklichen Fehler für die Verhältniß der wärmeleitenden Kräfte der flüßigen Materien alleine annehmen.

Ex. Es sei für die Materie des Gefäßes, worin man Wasser und Quecksilber mit einander vergleichen will, $B = 4$, $\mathfrak{S} = 0{,}187$ (nämlich für Glas), für Wasser $A = 17$, $S = 1$; für Quecksilber $A^\wedge = 13{,}5 \cdot 17 = 229{,}5$; S' (nach Hrn. Crawford) $= 0{,}033$; die Wärmeleitende Kraft des mit dem Gefäß verbundenen Wassers $= K$, die des Quecksilbers in Verbindung mit dem Gefäß $= K'$, so ist

$$K = \frac{229{,}5 \cdot 0{,}033 + 4 \cdot 0{,}187}{17 \cdot 1 + 4 \cdot 0{,}187} \cdot K'$$

$$= \frac{7{,}573 + 0{,}748}{17 + 0{,}748} \cdot K'$$

Man sieht nun, daß hier ohne merklichen Fehler auch

$$k = \frac{7{,}573 + 0{,}748}{17 + 0{,}748} \cdot k'$$

gesetzt werden kann, und so erhält man, $k = 1$ gesetzt,

$k' =$

$$k' = \frac{17,748}{8,321} = 2,13$$

Oder die wärmeleitende Kraft des Wassers verhält sich zu der des Quecksilbers

wie 1 zu 2,13 oder wie 100 zu 213.

Setzt man hingegen nach der Tafel (§. 107), $S' = 0,047$; so wird

$$k = \frac{10,768 + 0,748}{17 + 0,748} \cdot k'$$

und, $k = 1$ gesetzt,

$$k' = 1,53.$$

§. 110.

H. H. Mayer hat unter sehr genauen Vorrichtungen und unter den Umständen, welche bei Anwendung der Formel erfordert werden, Versuche angestellt, und solche in der angezeigten Schrift mitgetheilt. Er verglich Wasser mit Quecksilber, Leinöhl und Essig. Ich setze seine Versuche hier in 3 Reihen her.

Ite Reihe von Versuchen. Wasser mit Quecksilber.

Grade der Erkältung für beide Materien.				Zeit, worin die Erkältung erfolgte, in Sekunden.		Verhältniß der Zeiten.
	Gr.		Gr.	für Quecks.	für Wasser.	
Von	60	bis	59	41	80	1:1,95
—	59	—	58	42	84	1:2,00
—	58	—	57	40	88	1:2,20
—	57	—	56	44	93	1:2,11
—	56	—	55	47	90	1:1,91
—	55	—	54	52	95	1:1,83
—	54	—	53	50	96	1:1,91
—	53	—	52	55	101	1:1,84
—	52	—	51	55	103	1:1,87

Die mittlere Verhältniß ist 1:1,97

Wenn übrigens bei den folgenden Versuchen gleiche Abkühlungen des Wassers nicht genau in eben der Zeit wie hier erfolgen, so muß man sich erinnern, daß die Temperatur im Zimmer von der bei diesen Versuchen etwas verschieden war.

IIte

IIte Reihe von Versuchen. Wasser mit Leinöhl.

Grade der Erkältung für beide Materien				Zeit, worin die Erkältung erfolgte, in Sekunden.		Verhältniß der Zeiten.
	Gr.		Gr.	für Leinöhl.	für Wasser.	
Von	60	bis	59	47	84	1:1,79
—	59	—	58	48	88	1:1,83
—	58	—	57	51	86	1:1,68
—	57	—	56	52	94	1:1,80
—	56	—	55	57	98	1:1,72
—	55	—	54	55	103	1:1,87
—	54	—	53	60	99	1:1,65
—	53	—	52	60	108	1:1,80
—	52	—	51	60	110	1:1,83
—	51	—	50	60	102	1:1,70

Die mittlere Verhältniß ist 1:1,77 *)

*) H. H. Mayer hat hier zween Rechnungsfehler begangen, und daher die Mittelverhältniß unrichtig 1:1,79 gefunden a. a. O. S. 273.

IIIte Reihe von Versuchen. — Wasser mit Essig.

Grade der Erkältung für beide Materien.				Zeit, worin die Erkältung erfolgte, in Sekunden.		Verhältniß der Zeiten.
	Gr.		Gr.	für Essig.	für Wasser.	
Von	60	bis	59	85	83	1:0,97
—	59	—	58	90	88	1:0,97
—	58	—	57	99	88	1:0,89
—	57	—	56	84	91	1:1,08
—	56	—	55	102	99	1:0,97
—	55	—	54	94	102	1:1,08
—	54	—	53	106	102	1:0,96 *)

*) Nicht 1 : 1,96 wie bei H. H. M. verdruckt ist.

Es

Es ergeben sich also aus diesen Beobachtungen

	Die beobachteten Verhältnißzahlen der Leitungskräften
für Wasser	1,09
— Essig	0,99
— Leinöhl	1,77
— Quecksilber	1,97

Nun setzt H. H. M.

	die spec. Schwere	die spec. Wärme
für Wasser	1	1
— Essig (nach seiner Untersuchung)	1	1 (nach seiner Unters.)
— Leinöhl (nach seiner Unters.)	0,941	0,57 (nach s. Unters.)
— Quecksilber (nach s. Untersuchung)	13,58	0,033 (n. Crawford)
— das gläserne Gefäß	—	0,187 (§. 107)

Das Gewicht des gläsernen Gefäßes betrug [illegible] vom Gewicht des darin befindlichen Wassers.

Hiernach giebt nun die obige Formel

			Die berechneten Verhältnißzahlen der Wärmeleitungskräften.
für Wasser	.	.	1,00
— Essig	.	.	1,00
— Leinöhl	.	.	1,80
— Quecksilber	.	.	2,12

Eben so fand H. H. M. die Leitungskraft

	durch Beobacht.	durch Berechn.
für Blei	2,30	2,50

§. 111.

Die nach obiger Formel berechneten Zahlen stimmen also mit den Beobachtungen gut genug zusammen.

Inzwischen soll diese Uebereinstimmung nicht erst die Richtigkeit der Formel beweisen, die ich schon nach ihren Gründen als richtig anerkennen muß. Wenn daher Hr. Gren (Grundr. der Naturl. S. 555.) dieses Zusammentreffen der angeführten Erfahrungen mit obigem Gesetze nur für zufällig hält, so kann ich ihm nur in so weit beitreten, als es wirklich nur zufällig ist, wahre Verhältnißzahlen für die spec. Wärme in die Formel zu substituiren.

So

So würde z. B. Hrn. Blacks Angabe der spec. Wärme des Quecksilbers, in der Formel gebraucht, eine von der Erfahrung sehr abweichende Bestimmung der wärmeleitenden Kraft des Quecksilbers geben. Also war allerdings Hrn. Mayers Wahl der Crawfordschen Angabe für die spec. Wärme nur zufällig, oder man müßte ihm vorwerfen, daß er mit Bedacht diejenige Angabe gewählt habe, welche ihm die genauste Zusammenstimmung mit der Erfahrung gab. In beiden Fällen erhellet, daß diese Vergleichungen freilich nicht zum Beweis der Richtigkeit gebraucht werden können, so wie aus gleichem Grunde folgt, daß Abweichungen der Erfahrung von den Resultaten der Formel nichts gegen ihre Richtigkeit beweisen.

§. 112.

Man könnte daher die Formel umgekehrt brauchen, die spec. Wärme zu bestimmen, indem solche $= x$ gesetzt, und die durch Beobachtung bestimmte Leitungskraft in die Formel gesetzt wird.

Setzt man auf diese Art in dem Ex. (§. 109.) $K = 1$, $K' = 1,97$ und nun x statt 0,033; so gibt sich

$$17,748 = (263,5 \cdot x + 0,748) \cdot 1,97$$

also

 $x =$

$$x = \frac{\frac{17,748}{1,97} - 0,748}{229,5} = 0,036$$

welches die spec. Wärme des Quecksilbers wäre.

§. 113.

Nachstehende Tafel enthält die wärmeleitende Kraft einiger Materien, wie sie von verschiedenen Schriftstellern theils durch unmittelbare Beobachtung, theils durch Berechnung gefunden worden ist.

Für	Wasser	1,000	zur Einheit angenommen
—	Essig	0,990	nach Hrn. Mayer.
—	Eisenrost	0,889	— Hrn. v. Humbold.
—	Kupfer	0,897	— Hrn. Richmann
—	Eisen	0,943	— H. R.
—	Messing	0,943	— H. R.
—	Gold	1,050	— H. v. H.
—	Silber	1,219	— H. v. H.
—	Zinn	1,541	— H. R.
—	Zink	1,545	— H. v. H.
—	Bleikalch	1,647	— H. v. H.
—	Spiesglas	1,695	— H. v. H.
—	Leinöhl	1,770	— H. M.
—	Quecksilber	1,970	— H. M.
—	Blei	2,314	— H. M.
—	Wismuth	2,358	— H. v. H.

S. das Bergm. Journal 2tes St. 1792.

§. 114.

§. 114.

Wenn auch verschiedene dieser Wärmeleitungsgrößen, welche sich auf die Annahme bestimmter specifischen Wärmen gründen, nicht als ganz zuverläßig gelten können, so läßt sich doch die Ordnung, nach welcher die verschiedenen Materien in Ansehung ihrer wärmeleitenden Kraft auf einander folgen, mit ziemlicher Gewißheit daraus erkennen. Es ist z. B. gewiß, daß die wärmeleitende Kraft des Bleies beträchtlich größer ist, als die des Eisens. Unter den genannten Materien hat der Eisenrost die geringste, Wismuth die größte wärmeleitende Kraft. Geringer als beim Eisenrost ist sie beim Holz, noch geringer bei der Holzasche, noch geringer bei der Baumwolle, am geringsten bei den harzigen Materien.

§. 115.

Man muß sich erinnern, daß bei allen diesen Untersuchungen wärmeleitende Kraft das Vermögen eines Körpers bezeichnet, in einer bestimmten Zeit einen Theil seiner Temperatur in einem gewissen Mittel zu verliehren. Dieses Mittel ist bei den angestellten Beobachtungen und Berechnungen die Luft.

Wenn also eine bleierne Kugel von gewisser Temperatur, z. B. in einem Körper von Holz von gewisser Temperatur eingeschlossen wird, so verliehrt sie, in diesem Mittel in einerlei Zeit einen größern Theil ihrer Temperatur als eine eben so warme gleich

 große

große eiserne Kugel in eben der Zeit verliehren würde.

Schlösse man nun umgekehrt eine hölzerne Kugel von bestimmter Temperatur in eine bleierne Masse, und eine eben solche hölzerne Kugel auch in eine eben solche eiserne Masse ein, so daß die bleierne und die eiserne Masse einerlei Gestalt und Temperatur hätten, so würde die hölzerne Kugel im Blei gleichfalls in einerlei Zeit einen größern Theil ihrer Temperatur verliehren als im Eisen.

Es ist nämlich hier für das Blei und für das Eisen V gleich groß, und α S (§. 104.) für das Blei beträchtlich kleiner, als für das Eisen, also für einerlei d L d. h. für einerley Aenderung der Temperatur d N oder (weil die Aenderung d L hier Wachsthum der Temperatur bedeutet) die Vergrößerung der Wärmemenge in der Zeit d τ bei einerlei Zunahme der Temperatur im Blei kleiner als im Eisen.

Die hölzerne Kugel im Blei setzt also, um eben die Temperatur wie im Eisen zu bewirken, nicht so viele Wärmetheile ab, als im Eisen.

Demnach hat bei einerlei Temperaturen des Bleies und des Eisens, worin die Kugel eingeschlossen ist, die hölzerne Kugel im Blei noch nicht so viele Wärmetheile abgesetzt, als im Eisen; es hat also die hölzerne Kugel bei einerlei Werth von l (bei einerlei Temperatur des Bleies und des Eisens)

noch

noch mehr Wärmetheilchen zurück, wenn sie im Blei eingeschlossen ist, als wenn sie sich im Eisen befindet; oder bei einerlei Werth von l ist (§. 104.) beim Einschluß in Blei allemal L (die Temperatur der hölzernen Kugel) größer als beim Einschluß in Eisen.

Setzt man also (§. 104.), für einerlei F, d N = (L — l) d T, so ist bei einerlei l der Werth von L bei der bleiernen Hülle gröser als bei der eisernen; es ist also die Größe der Wärmemenge der hölzernen Kugel in der bleiernen Hülle, bei einerlei Temperatur beider Hüllen, größer als in der eisernen Hülle. Die Wärmetheilchen der Kugel behalten in der bleiernen Hülle mehr Uebergewicht bei gleicher Temperatur der Hülle als in der eisernen. Es ströhmen also gleich anfangs in den ersten Zeittheilchen schon mehr Wärmetheilchen in die bleierne Hülle als in die eiserne; und weil, sobald die bleierne Hülle eben die Temperatur erlangt hat, wie die eiserne, der Ueberschuß L — l bei ersterer größer ist, als bei letzterer, so behält der Ausfluß auch in diesem Augenblick noch größere Geschwindigkeit bei ersterer als bei letzterer, daher die Temperatur der bleiernen Hülle aus doppeltem Grund schneller, als bei der eisernen zunehmen müßte, wenn sie nicht zugleich auch wieder aus einem doppelten Grund stärker abnähme, indem die bleierne Hülle schon bei einerlei Temperatur mehr Wärmetheile in die sie umgebende Luft absetzt, als die eiserne.

Daher kann die Temperatur der bleiernen Hülle in einerlei Zeit nicht viel über die der eisernen steigen; ihr Maximum ist größer als bei der eisernen, und sie erreicht solches früher, als die eiserne.

Nach der Erreichung dieses Maximums nimmt die Temperatur der bleiernen Hülle schneller ab, als die der eisernen, und in einem gewissen Zeitpunkt wird die der bleiernen der der eisernen gleich; nach diesem Augenblick bleibt die der eisernen immer grösser, als die der bleiernen. Auf solche Weise leitet also die bleierne Hülle die Wärme der eingeschlossenen Kugel weit schneller ab, als die eiserne.

§. 116.

Körper also, die eine größere wärmeleitende Kraft in der bisherigen Bedeutung haben, haben zugleich das Vermögen, die Wärme auch andern Körpern schneller zu entziehen, und sie schneller in den sie umgebenden Raum fortzuleiten. Nur muß man sich immer erinnern, daß die allgemeine Formel für die wärmeleitende Kraft nur auf Fälle anwendbar bleibt, wo sich ohne merklichen Fehler annehmen läßt, daß sich die Temperatur in dem wärmeleitenden Körper in jedem Augenblick gleichförmig verbreite, oder daß alle seine Theile in jedem Augenblick gleiche Temperatur haben, und daß die ihn umgebende Masse beständig einerlei Werth für 1 gebe. Man muß also bedenken, daß sich die Formel auf beträchtliche Massen gar nicht anwenden

läßt

läßt (§. 90. u. f. f.) indem bei solchen der Widerstand der schon vorausgegangenen Wärmetheilchen in der angrenzenden Masse keineswegs so in Rechnung kommen kann, wie man ihn annehmen müßte, wenn alle diese eingedrungenen Wärmetheilchen auf gleiche Weise durch die ganze Masse verbreitet wären, woraus bei großen Massen eine sehr niedrige mittlere Temperatur, und eben darum auch ein sehr geringer Widerstand gegen das fernere Eindringen neuer Wärmetheilchen erfolgen würde.

Man könnte z. B. eine zu 600 Gr. Fahr. erwärmte eiserne Kugel in eine 1000 mal so große bleierne Masse einschließen. Würden nun die Wärmetheilchen, welche die Kugel absetzt, in jedem Augenblick in die ganze Bleimasse gleichförmig vertheilt, so würde die Zunahme der Temperatur der Bleimasse unmerklich bleiben, also der Widerstand, welchen die nach und nach vom Blei aufgenommenen Wärmetheilchen dem fernern Eindringen neuer Wärmetheilchen aus der Kugel entgegen setzen, nie merklich abgeändert werden, sondern ohne merklichen Unterschied wie am Anfang bleiben. Die Anwendung der obigen Wärmeleitungsformel würde also eine äuserst schnelle Verkältung für die eiserne Kugel ergeben. Allein der Umstand, daß die bleierne Masse zunächst an der innern Kugel gleich anfangs sehr stark erwärmt wird, daß sich diese Wärme nicht plötzlich durch die ganze Bleimasse ausbreitet, sondern daß die Wärme sich nach dem Gesetz der Ste-

tigkeit

tigkeit nach und nach verbreitet, und daß nur die erste sehr warme an der Kugel anliegende Bleischichte durch ihre Wärmetheile dem fernern Ausfluß aus dieser Kugel einen sehr beträchtlichen Widerstand entgegensetzt — dieser Umstand ändert das Gesetz der Verkältung ausserordentlich ab, und verzögert sie bei weitem länger, als nach der Formel, destomehr, je unveränderlicher in den folgenden Bleischichten, die immer weiter von der Kugel abliegen, der Quotient

$$\frac{D' - D}{D}$$

wird, weil dadurch die in den ersten Bleischichten befindlichen Wärmetheilchen in ihrer Ausdehnung oder Ausbreitung nach Aussen immer mehr zurückgehalten werden.

§. 117.

Da sich, wo die wärmeleitende Masse in allen ihren Theilen keine merklich verschiedene Temperatur hat, die wärmeleitende Kraft wie

$$\frac{F}{V \alpha S}$$

verhält, (§. 104.), so ergeben sich hieraus, in dem erwähnten Falle, verschiedene Anwendungen.

I. Wenn sich F, V auf Kugelform beziehen, so ist, den Durchmesser $= \Delta$ gesetzt,

$$\frac{F}{V} = \frac{\Delta^2}{\Delta^3} = \frac{1}{\Delta}$$

Bei

Bei einerlei Materie verhält sich also, wenn sie Kugelform hat, ihre wärmeleitende Kraft umgekehrt wie ihr Durchmesser.

Ich kann nicht oft genug erinnern, daß diese Schlüsse nur in dem erwähnten Falle anwendbar sind. Je größer also die in Rechnung kommenden Massen sind, und je größer die anfängliche Temperatur des abkühlenden Körpers ist, desto falscher wären solche Schlüsse. Gesetzt, es würden zwo eiserne Kugeln, eine von 1 Zoll und eine von 30 Zoll im Durchmesser, im Feuer durchaus rothglühend gemacht, so müßte nach obigem Gesetze die letztere in 30 Stunden durchaus zu eben der Temperatur herabfallen, zu welcher die erstere in 1 St. fällt. Aber aus obigen Gründen ist dieses keineswegs zu erwarten. Die Theile nahe gegen den Mittelpunkt der größern Kugel verliehren ihre Wärme weit langsamer, als nach diesem Gesetze.

II. Hat die Materie Cylinderform, und ist Δ der Durchmesser von der Grundfläche des Cylinders, so ist, seine Länge = h gesetzt,

$$\frac{F}{V} = \frac{3,14 \cdot h \cdot \Delta}{3,14 \cdot \frac{1}{4}\Delta^2 \cdot h} = \frac{4}{\Delta}$$

Es verhält sich also auch des Cylinders Wärmeleitungskraft umgekehrt wie der Durchmesser seiner Grundfläche.

III. Hat

III. Hat der Körper die Gestalt eines Parallelepipedums von den drei Abmessungen a, b, c, so ist

$$\frac{F}{V} = \frac{2ab + 2bc + 2ac}{abc}$$

Es verhält sich also die wärmeleitende Kraft des Parallelepipedums wie

$$\frac{ab + bc + ac}{abc},$$

und bei einerlei kubischen Inhalt ist also die wärmeleitende Kraft eines parallelepipedischen Körpers am kleinsten, wenn der Körper ein Würfel ist. Unter allen Körpern von einerlei Inhalt hat die Kugel den kleinsten Werth von $\frac{F}{V}$ also die geringste wärmeleitende Kraft.

IV. Hat der Körper die Gestalt einer Röhre, deren innerer Durchmesser δ, der äusere Δ ist, so ist seine äusere wärmeleitende Kraft

$$\frac{F}{V} = \frac{3{,}14 \cdot \Delta}{3{,}14 \cdot (\Delta^2 - \delta^2)} = \frac{\Delta}{\Delta^2 - \delta^2}$$

V. Wenn Sachen kühl erhalten, oder im Sommer gegen die Wärme der äusern Luft geschützt werden sollen, so muß man sie in Gefäßen verwahren,

deren

deren Materie eine geringe wärmeleitende Kraft besitzt.

In hölzernen Gefäßen bleibt also das Wasser kühler als in steinernen oder kupfernen.

Wird Wasser durch Röhren geleitet, so bleibt es kühler in hölzernen als in bleiernen Röhren.

Der Schnupftoback wird in silbernen Tabatieren wärmer, als in hölzernen, oder denen von papier mâché.

Soll warmes Wasser z. B. bei warmen Bädern in Röhrenleitungen so wenig als möglich von seiner Wärme verliehren, so muß man es in hölzernen Röhren leiten. Es verliehrt desto weniger von seiner Wärme 1) je dicker die cylindrische Säule ist, die es bildet, d. i. je größer der Durchmesser der Röhre ist (no. II.); 2) je dicker die Röhrenwand d. i. je größer Δ ist (no. IV). Wäre Δ bestimmt, z. B. die Dicke der zu Röhren bestimmten Hölzer, so müßte für den geringsten Abgang von Wärme

$$\delta(\Delta^2 - \delta^2)$$

ein Maximum seyn, also

$$\Delta^2 - 3\delta^2 = 0$$

und nun

$$\delta = \Delta\sqrt{\tfrac{1}{3}} = 0{,}577 \cdot \Delta$$

Eben das wäre auch die vortheilhafteste Weite für Röhren, durch welche das Wasser von der äuseren Wärme so wenig als möglich leiden soll.

Wo

Wo hingegen so viel Wärme als möglich aus einer Materie in eine andere mittelst einer dritten geleitet werden soll, da muß diese dritte eine solche seyn, die eine vorzügliche wärmeleitende Kraft hat. Sollen also eingeschlossene Plätze mittelst durchgehender Zugröhren erwärmt werden, so ist es am vortheilhaftesten, bleierne Röhren zu brauchen, und sowohl δ als Δ so klein als möglich zu machen, d. h. die Röhren so enge, und die Röhrenwände so dünne zu machen, als die Umstände es erlauben. Um aber für die abziehenden Dämpfe Raum genug zu erhalten, ohne die Anzahl der Röhren allzusehr vergrösern zu müssen, darf man δ nicht allemal sehr klein nehmen, welches auch desto weniger nöthig ist, je größer die Länge ist, in welcher die Röhren das Zimmer durchstreichen, weil die Dämpfe zur Absezung ihrer Wärmetheile desto längere Zeit haben.

VI. Wie die Veränderung der Temperatur des Wassers in Röhrenleitungen unter sonst gleichen Umständen von der Länge der Röhrenleitung abhängt, ergiebt sich aus (§. 99.) mit Zuziehung der Tafel in meinem Lehrbuch der Hydraulik §. 97^b.

Ex. Das warme Badwasser zu Pfeffers in der Schweiz verliehrt während seinem Lauf durch eine etwa 1300 Fuß lange Röhrenleitung im Sommer 2 Grade von seiner Wärme, die an der Quelle etwa 32 Grade Réaum. Quecks. Therm. beträgt: wie viel Grade würde es verliehren, wenn es 4 mal so weit geleitet werden sollte?

Nach

Nach Hydraul. a. a. O. brauchte jede Wasserschichte alsdann doppelte Zeit, durch die Röhrenleitung zu kommen; nach der einfachen Zeit ist hier die Temperatur des Wassers (§. 100.)

$$15 + \frac{1}{\pi}(32 - 15) = 32 - 2 = 30 \text{ Gr.}$$

also

$$\frac{1}{\pi} = \frac{15}{17}$$

und nun nach der doppelten Zeit.

$$L = 15 + \left(\frac{15}{17}\right)^2 \cdot (32 - 15) = 28{,}226 \text{ Gr.}$$

§. 118.

Die äusere Wärme dringt bekanntlich nicht tief in die Erde, so wie solche auch tief liegende Materien unter der Erde nicht so leicht verläßt, daher es im Winter z. B. nicht 6 Fuß tief unter der Erde gefriert.

Warum dringt aber die äusere Wärme nicht tief ein? Muß nicht das Bestreben nach Gleichgewicht der Temperaturen zur Folge haben, daß, wenn man sich die Erde in dünnen über einander liegenden Schichten gedenkt, jede obere Schichte vermög ihrer höheren Temperatur, die ihr etwa die Sonne mittheilt, auch wieder die nächst tiefere erwärmt? Dieses müßte allerdings erfolgen. Aber in jeder

Schichte trift die Wärmematerie Theilchen an, die in Dünste aufgelöst werden, und nun aufwärts steigen, eben dadurch aber eine beträchtliche Menge Wärmetheilchen mit sich fortführen.

Umgekehrt hat im Winter die Verschwächung der Temperatur der oberen Schichten die Folge, daß sich die höhere Temperatur tiefer liegender Schichten den höher liegenden mittheilt, und da diese tiefer liegenden eine unendliche Masse ausmachen, auch die von unten in die höheren Schichten steigenden Dünste erst wieder in tropfbare Flüßigkeit verwandelt werden müssen, bevor sie gefrieren können, und hierbei sowohl als beim Gefrieren immer wieder Wärmetheilchen in die Schichten abgesetzt werden, so ist sehr begreiflich, daß die Erkältung und das Gefrieren bald seine Grenzen finden muß.

§. 119.

Die Erde giebt also in dem erwähnten Fall einen sehr schlechten Leiter für die Sonnenwärme ab, und sie würde eben das für die Wärme eines jeden Flammenfeuers seyn, destomehr, jemehr sie mit Feuchtigkeit vermischt wäre. Legte man ein Flammenfeuer auf dem Erdboden an, so würden die Wärmetheile schon aus den nur erwähnten Gründen, nicht sehr tief eindringen. Ausserdem breitet sich, aber nun auch die Wärme in den Schichten horizontal aus, und die horizontal verbreiteten Wärmetheilchen steigen auf die erwähnte Weise auch allmählig

mählig oberwärts in die Luft, welches bei anhaltender Feuerung bis auf eine gewisse Strecke außerhalb der Feuerstätte erfolgen kann.

Wenn ich nun hier die Erde einen sehr schlechten Leiter für die Wärme nenne, so muß man den richtigen Begriff mit diesem Wort verbinden.

Feuchte Erde oder eigentlich die Feuchtigkeit ist ein allerdings sehr guter Leiter, und kann ein besserer Leiter werden, als das Blei, nämlich als Mittel betrachtet, aus einem wärmern Körpern die Wärme schnell abzuleiten, nicht aber als Mittel, die Wärme schnell in einen andern Raum abzusetzen.

Die Feuchtigkeit nimmt im Augenblick ihrer Verwandlung in Dampf eine weit geringere Temperatur an, sie bewirkt also eine fortdauernde Abkühlung des Erdreichs, und dadurch bleibt l immer klein, oder $dN = (L - l) . dT$ oder $\frac{dN}{dT} = L - l$ immer groß, dahingegen das Blei seine Wärmetheile immer wieder schnell absetzt. In Rücksicht auf Ableitung ist also ein feuchter Körper allerdings ein sehr guter Leiter, aber nicht in Rücksicht auf Fortleitung. Man würde daher diese Eigenschaft eigentlich wärmeraubende Kraft nennen müssen. Sie hat in Rücksicht auf den wärmenden Körper, welcher die Wärmetheile zunächst hergiebt, mit der wärmeleitenden Kraft einerley Er-

 folg,

folg, aber nicht in Ansehung des Körpers, welchem Wärme zugeführt werden soll.

§. 120.

Es ist etwas sonderbar, daß Hr. von Humbold, ein Mann, dessen Scharfsinn und ausgebreitete Kenntnisse ich verehre, in der Tafel (§. 113.) keine Anwendung der Formel für die wärmeleitende Kraft der Luft gemacht, und die zugehörige Verhältnißzahl, die doch von so vorzüglicher Wichtigkeit ist, nicht beigefügt hat. Sie ist doch wohl weit wichtiger als die Verhältnißzahlen der wärmeleitenden Kräfte vom Gold, Silber, Wismuth u. d. g. Eben so sonderbar schien es mir wenigstens, daß H. H. Mayer da, wo er so ausführlich von diesem Gegenstand handelte, gar nichts von der Anwendung der Wärmeleitungsformel auf die Wärmeleitungskraft der Luft sagt.

Gebraucht man für eine Luftmasse V die Buchstaben (§. 104.) so ist ihre Wärmeleitungskraft

$$k = \frac{F}{V \alpha S}$$

also, $S = 1{,}796$ gesetzt (§. 107. und

$$\alpha = \frac{1}{850}$$

angenommen, für die Luftmasse

$$k = \frac{850}{1{,}796} \cdot \frac{F}{V} = 473 \cdot \frac{F}{V}$$

da

da hingegen für Blei nur

$$k = 2{,}314 \frac{F}{V}$$

gefunden wird (§. 113).

Diesemnach wäre die Leitungskraft der Luft, bei einerlei Gestalt und Volumen etwa 205 mal so groß, als die des Bleies.

Hr. v. Humbold begnügt sich, in dem oben angeführten Bergmännischen Journal S. 125. in einer Note zu sagen:

„Daß Luft weniger, als Steine leitet, ist „wohl ausser Zweifel, und den englischen Fa„brikanten längst bekannt.„

und a. a. O. S. 123. nennt er Hrn. Thomson, welcher die Leitungskraft trockener Luft zu 0,08 des Quecksilbers bestimme, also

$$= \frac{197}{100} \cdot 0{,}08 = 0{,}157,$$

die des Wassers = 1 gesetzt.

Vorhin habe ich gewiesen, daß die Leitungskraft nicht = 0,157, sondern = 473 nach der obigen Wärmeleitungsformel gefunden wird. Hiernach wäre also die Leitungskraft der Luft ausserordentlich groß, und nach Hrn. Thomson ausserordentlich klein.

Dieser anscheinende Widerspruch der Erfahrung mit der obigen allgemeinen Formel hat allerdings

eine Erläuterung verdient, die aber schon ganz in meinem bisherigen Vortrag liegt, besonders in (§. 90. und §. 116.)

Jede Luftschichte, welche man sich um jenen warmen Körper herum, eine an der andern, gedenken kann, erhält allerdings ihr Maximum von Temperatur mit ausserordentlicher Schnelligkeit.

Eine glühende eiserne Kugel, die man durch ein in ihrer Hölung befindliches Feuer im Glühen erhält, in die freie Luft gebracht, theilt z. B. der 5 Fus von ihr entfernten Luftschichte, ihr Maximum von Temperatur augenblicklich mit, so daß ein Thermometer sogleich in diese Entfernung gesetzt, z. B. in 10 Sek. eben so hoch steigt, als wenn man es erst, nachdem die glühende Kugel schon eine Stunde da wäre aufgehängt worden, 10 Sek. lang in diese Entfernung setzt. Ein Mensch, der seine Hand gleich anfangs etwa 1 Fuß weit von der glühenden Kugel hält, empfindet eben die Wärme, als wenn er solches erst nach 1 Stunde thäte.

Sobald die glühende Kugel von ihrer Stelle weggenommen wird, empfindet man nichts mehr von der großen Hitze der Luftschichte, welche vorher die Kugel unmittelbar berührte. Man bringe ein verschlossenes Gefäß mit eiskalter Luft in ein erwärmtes Zimmer, zerschlage es darin so, daß die kalten Wände oder ihre zerbrochenen Stücke beim Schlag gleich in einiger Entfernung zur Erde fallen,

die

die jetzt befreite kalte Luft erhält augenblicklich die Temperatur des Zimmers, und sie scheint daher plötzlich wie verschwunden.

Die Erscheinung, daß z. B. eine glühende große Kugel in ein Zimmer gebracht, erst nach und nach das Zimmer zu erwärmen scheint, gehört gar nicht hierher, weil alle im Zimmer befindliche Dinge, so wie die Wände, Boden und Decke des Zimmers eine große Menge von Wärmetheilen rauben, und die Person, welche die Empfindung der allmälig zunehmenden Wärme bekommt, solche hauptsächlich dadurch erhält, daß sie selbsten erst nach und nach immer mehrere Wärmetheilchen aufnimmt.

Alle Erfahrungen also, die man in Ansehung der Wärmeleitung der Luft anführen kann, beweisen ihre ausserordentliche Schnelligkeit, und ich wüßte keine zu nennen, die nicht solche bewiese.

Ich sehe daher von dieser Seite gar keinen Widerspruch in der Natur der Luft mit obiger Formel, so daß sich mit eben dem Recht die wärmeleitende Kraft der Luft = 473 setzen läßt, wie die des Bleies = 2,314.

Aber so wie die Wärme oder die Temperatur der nach einander folgenden Schichten einer Masse, die den wärmenden Körper umgiebt, steigt, so wird der dem Ausfluß aus dem wärmenden Körper entgegen wirkende Widerstand immer größer (§. 90, 116), und so nimmt die wärmeleitende Kraft mit

 der

der steigenden Temperatur, der um den wärmenden Körper liegenden Schichten immer ab, bis alle Schichten ihr Maximum von Temperatur erreicht haben.

Die Luftschichten erreichen nun ihr Maximum äuserst schnell, so nämlich, daß weiter hin die Veränderlichkeit und damit verbundene Vergrößerung des Widerstandes für Null anzusehen ist, daher der Wärmeausfluß in die Luft sehr bald seinen ganzen Widerstand findet, wenn er nicht, wie ich oben erwähnt habe, etwa durch Hohlspiegel in eine parallele Richtung gezwungen wird.

Bei andern Massen aber, z. B. dem Blei, erhalten die einzelen Schichten ihr Maximum der Temperatur viel später.

Auf solche Weise sind es also nur einige Augenblicke, für welche die Wärmeleitungskraft der Luft nach der obigen Formel = 473 gesetzt werden kann, hiernächst hat der Widerstand sehr nahe seine völlige Größe erlangt, und die wärmeleitende Kraft wird dadurch merklich kleiner, als die des Wassers. Ob Hrn. Thomsons Bestimmung richtig ist, wage ich nicht hier zu entscheiden, aber ich zweifle sehr daran.

Man sieht leicht, daß eben so auch die wärmeleitende Kraft des Bleies, des Eisens u. d. g. eigentlich nur für die ersten Augenblicke, oder nur für diejenige Zeit gelten kann, wo sich in diesen Massen

sen noch keine Schichten von verschiedener Temperatur gebildet haben. Bei sehr dünnen Massen kann daher die obige Formel immer noch ziemlich richtige Resultate geben, aber bei etwas beträchtlichen ändert sich die wärmeleitende Kraft sehr bald ab, wird immer kleiner und ihr kleinster Werth tritt alsdann erst ein, wenn die einzelen Schichten der Massen ihre größte Temperatur erlangt haben.

Daher ist also die obige Wärmeleitungsformel auf beträchtliche Massen gar nicht anwendbar, wie ich schon (§. 116.) erinnert habe, und es erhellet hieraus, daß es gar nicht verstattet ist, die Wärmeleitungskraft der Luft, bei der die größte Verminderung sehr schnell eintritt, mit der wärmeleitenden Kraft anderer Massen, die man unter Umständen nimmt, wobei diese Kraft keine große Verminderung leidet, vergleichen zu wollen, und nun anzunehmen, es verhalte sich die wärmeleitende Kraft der Luft zu der des Bleies wie 0,157 zu 2,314.

Die wärmeleitende Kraft anderer Massen kann, wie man sieht, wenn die einzelen Schichten ihre größte Temperatur erreicht haben, sehr viel kleiner seyn, als unter den Umständen, wobei die obige Formel ihre Anwendung leidet, also sehr viel kleiner, als die Tafel (§. 113.) sie angiebt, und ist es gewiß, sobald die Massen von einiger Beträchtlichkeit sind, und gleichförmige Ausbreitung der Temperatur bei ihnen nicht angenommen werden kann.

Ist also z. B. eine beträchtliche Masse von Blei, Eisen, Stein u. d. g. einmal in den erwähnten Zustand getreten, so kann die Wärmeleitung dabei allerdings kleiner, als bei der so schnell in diesen Zustand tretenden Luft seyn.

Wenn daher Hr. von Humbold a. a. O. S. 125. sagt:

„Daß aber Luft weniger als Steine leitet, „ist wohl ausser Zweifel und den englischen Fa„brikanten längst bekannt. — Auch dürfte „die Lehre von der Wärmeleitung und deren „Einfluß auf den Wärmeverlust des ursprüng„lich erwärmten Körpers wohl kaum noch ver„wickelt, wenig bearbeitet rc. heisen können, „seitdem Hr. Mayer in Erlangen dieselbe zu „einem hohen Grade mathematischer Klarheit „erhoben hat."

so kann ich ihm darin nicht beitreten *).

§. 121.

Dieser Gegenstand scheint mir so wichtig, daß ich mich noch nicht von ihm wegwenden kann.

Man

*) Wenn man mich hier einer Tadelsucht, eines Bestrebens, die Verdienste Anderer herabzusetzen, beschuldigen wollte, so würde man mir sehr Unrecht thun. Die Hrn. Mayer und v. Humbold, zähle ich mit Vergnügen unter meine Freunde, die ich also unmöglich mit Vorsatz beleidigen kann.

Man gedenke sich z. B. ein großes Parallelepipedum von Stein, das mehrere Kubikklafter hält, und in solchem auf seiner Oberfläche eine Vertiefung als Feuerstätte, über welcher eine Pfanne mit Wasser zum Versieden angebracht wird, so läßt sich fragen, ob hier nicht durch die Steinmasse sehr viele Wärme abgeleitet, oder ein großer Wärmeverlust verursacht werde? Man könnte nämlich statt dessen auch einen hohlen Heerd anlegen, etwa mit dünnen Roststangen und Platten belegt; würde dieser nicht weit weniger Wärme rauben?

Den ersten Heerd will ich A, den letztern B nennen.

Der Heerd A raubt allerdings, bevor die Wärme darin in den Beharrungsstand tritt, viele Wärmetheile, und die fernere Ableitung geht in die Luft.

Der Heerd B tritt weit früher in den Beharrungsstand, setzt in dieser Zwischenzeit, so lange wenigstens der B dem Beharrungsstand noch nicht nahe genug gekommen ist, nicht so viele Wärmetheile ab, und leitet solche gleichfalls in die Luft.

Anfangs leitet also allerdings der A mehr Wärmematerie ab, als der B.

Aber diese Leitung in seine eigene Masse wird immer geringer, bis sie endlich bei Eintretung in den Beharrungsstand unveränderlich wird.

In

In diesem Beharrungsstand kann nun die Leitungskraft der Heerdmasse so wenig nach der obigen Formel beurtheilt werden, als die Leitungskraft der Luft, welche 473 mal so groß, als die des Wassers seyn sollte, und doch wegen ihrer allmäligen Wärmeabnahme im Ganzen so sehr klein ist.

Des Heerdes Wärme ist gleichfalls nur zunächst beim Feuer am größten, und nimmt von da in größerer Entfernung beständig ab, so daß er da, wo er mit der Luft in Berührung kommt, nur noch eine sehr geringe Temperatur hat, welche auch nur einen sehr geringen Abgang von Wärme verstattet.

Man könnte sich, um die Sache auffallend zu machen, den Heerd so groß vorstellen, daß die in der Heerdmasse in gewisser Entfernung vom Feuer im Beharrungsstand befindliche Wärme an einem heisen Sommertag nicht größer wäre, als die äusere Luftwärme, so daß diese Wärme auf 5 Seiten des Parallelepipedums als völlig verschlossen angesehen wäre, weil sie keine Ueberwucht der Temperatur hätte; iezt würden also blos auf eine gewisse Strecke rings um den Heerd aus der Oberfläche des Parallelepipedums Wärmetheile in die Luft abgesezt.

Müßte nicht in diesem Fall der Heerd B mehr Wärmetheile absetzen oder in die Luft leiten, als der B, da bei ienem der unerhitzte dünne Boden mit der Luft nicht blos auf der Oberfläche, sondern auch

unter-

unterhalb in unmittelbarer Berührung steht? Ich rede von der Zeit des Beharrungsstandes oder der Zeit, da die Temperatur der einzelen Schichten von dem Maximo wenigstens nicht mehr merklich verschieden sind.

§. 122.

Ich bin daher auch jetzt nach so vielfachen Untersuchungen noch immer der Meinung, die ich vor mehreren Jahren dem Hrn. v. Humbold mündlich äuserte, daß blos die Anstalt, einen Heerd auf Gewölbe zu bauen, dem Zweck, Feuerungsmaterialien zu ersparen, nicht entspreche. Im Beharrungsstand der Wärme werden desto weniger Wärmetheile als Verlust abgesetzt, jemehr die Leitungskraft der Materie, welche solche ableitet, geschwächt wird; und diese Verschwächung geschieht durch die Vergrößerung ihrer Masse.

Ein 6 Zoll dicker parallelepipedischer Heerd wird im Beharrungsstand bei einerlei Größe der Oberfläche im Beharrungsstand mehr Wärmetheile abführen, als ein 24 Zoll dicker, wenn beide gleich frei sind. Dieses wird um so viel mehr seine Richtigkeit haben, wenn der leztere nicht so frei ist, als der erstere, z. B. wenn er unterhalb in allen Punkten auf trockenem Erdboden aufsitzt.

Ein auf Gewölben aufsitzender Heerd wird also im Beharrungsstand mehr Wärmetheile in einerlei Zeit abführen, als ein solcher welcher kein Gewölbe

unter

unter sich hat, wenn übrigens beide aus einerlei Materie gebaut sind.

Nur vor Eintretung des Beharrungsstandes ist, wenigstens bis auf einen gewissen Zeitpunkt der Verlust beim Gewölbten kleiner als beim Ungewölbten.

Indem also der letzte bis zum Beharrungsstand, wenigstens eine Zeitlang, mehr Wärmetheile nöthig hat als der erste, so ist in dieser Zeit bei ihm der Verlust größer, als bei dem andern.

Da aber dieser Verlust mit Eintretung des Beharrungsstandes, auch schon eine Zeitlang vorher, ein Ende hat, so erhellet, daß nicht einmal alle vor dem Beharrungsstand in den ersten Heerd mehr als in den andern eingedrungene Wärmetheile als der Unterschied des Verlustes beider Heerde angesehen, sondern daß der Unterschied noch merklich kleiner angenommen werden müsse.

Besagter Unterschied der von den verschiedenen Heerden eingesogenen Wärmetheilchen heise $M - M'$, so daß M' auf den unterwölbten Heerd geht, und der Unterschied der Wärmetheilchen, welche nach Eintretung des Beharrungsstandes des nicht gewölbten Heerdes in der Zeit T von diesen Heerden abgeleitet werden, $\mu - \nu$, wo μ auf den unterwölbten Heerd geht, so ist nach der Zeit $m . T$

Der Verlust bei dem nicht gewölbten Heerd . . . $= M + m\nu$

Der Verlust bei dem gewölbten $= M' + \mu m$

Also

Also die Verhältniß des Verlustes Z bei dem nicht gewölbten, und des Z′ bei dem gewölbten oder überhaupt hohlen Heerd

$$Z : Z' = M + m . \nu : M' + m \mu$$

Statt M will ich a . M′, statt ν aber $\frac{\mu}{b}$ setzen, so ist

$$Z : Z' = a . M' + \frac{m \mu}{b} : M' + m \mu$$

wo blos m veränderlich ist.

Soll also Z = Z′ werden, so hat man

$$a M' + \frac{\mu}{b} . m = M' + m . \mu$$

und

$$m = \frac{b (a - 1) . M'}{\mu . (b - 1)}$$

Ist demnach

$$m > \frac{b . (a - 1) . M'}{\mu . (b - 1)}$$

so ist

$$Z' > Z$$

Eine kleine Ueberrechnung zeigt nun, daß m nicht gar groß seyn darf, damit

$$m > \frac{b . (a - 1) . M'}{\mu . (b - 1)}$$

wer-

werde, und daß daher bei Anstalten, wo sehr lange fortgefeuert wird, gewiß $Z' > Z$ wird, oder am Ende der hohle Heerd mehr Wärmetheilchen abgeführt hat, als der nicht hohle.

§. 123.

Ich will z. B. annehmen, es sollen bei einer Siedpfanne auf einem Salzwerk vom Anfang des Feuers im Frühjahr 30 Stunden erforderlich seyn (mehr kann ich wenigstens bei meinen Beobachtungen nicht annehmen), bis der dichte oder nicht gewölbte Heerd in den Beharrungsstand komme, und nun soll dieser Heerd so viele Wärmetheile abgeleitet haben, daß 500 Kub. Fus Wasser damit zum Sieden gebracht werden könnten, welches gewiß keine geringe Voraussetzung ist.

Der unterwölbte Heerd soll, um die Verhältniß sehr klein zu nehmen, nur $\frac{1}{5}$ so viel Wärmetheile abgeleitet haben, womit man also nur 100 K. Fuß Wasser siedend machen könnte.

Nach dieser Zeit soll nun der Verlust beim hohlen Heerd soviel betragen, als etwa nöthig sind 2 Kub. Fuß Wasser zum Sieden zu bringen; der Verlust beim nicht gewölbten soll hinreichen, stündlich 1,8 K. Fus siedend zu machen, so ist der Verlust, vom Anfang der ersten Feuerung gerechnet, in 30 + T Stunden

bei dem hohlen Heerd	$= 100 + T . 2$
—— nicht hohlen	$= 500 + T . 1{,}8$

und

und für gleich grossen Verlust ist.

$$100 + 2 . T = 500 + 1,8 . T$$

also

$$T = \frac{500 - 100}{2 - 1,8} = \frac{400}{0,2}$$

$$= 2000 \text{ Stunden.}$$

Wenn also das Feuer mit den ersten 30 Stunden überhaupt 2030 St. d. i. etwa 85 Tage fortgesetzt würde, so würde der Verlust in dieser gesammten Zeit für beide Heerde schon gleich groß seyn, und bei längerem Anhalten würde der Vortheil auf die Seite des nicht gewölbten fallen.

§. 124.

Daß übrigens Gewölbe doppelt schädlich seyn würden, wenn sie einem freien Luftzug ausgesetzt wären, versteht sich von selbsten. Die stufenweise Abnahme der Temperatur der Luft, vermög welcher die vom wärmenden Körper etwas entferntern Luftschichten allemal minder warm sind, als die am Körper anliegenden, hat den nothwendigen Erfolg, daß ein Körper, welcher wärmer als die äußere Luft ist, schneller erkältet, wenn solche in Bewegung gesetzt, oder er in derselben bewegt wird, als wenn beide in Ruhe bleiben, weil der Körper dabei immer wieder mit kühlern Luftschichten in Berührung kommt. Daher kühlen wir uns in einer warmen Stube selbst mittelst der warmen Luft ab, wenn wir solche durch einen Fächer schnell vor unserem

Gesicht abwechseln. Umgekehrt wird ein Körper aus gleichem Grund in einerlei Zeit desto stärker von der ihn umgebenden wärmern flüßigen Masse erwärmt, jemehr diese flüßige Masse oder der Körper in ihr in Bewegung gesetzt wird. Man empfindet dieses z. B. in einem warmen Fußbad, wenn man den eine kurze Zeit stille gestandenen Fuß wieder im Wasser in Bewegung setzt, oder auch das Wasser umrührt.

§. 125.

Aus den bisherigen Gründen behaupte ich, daß alle unsere gewöhnliche Materien, selbst Blei, wenn eine hinlänglich große Masse in Ansehung der Wärme in den Beharrungsstand gekommen ist, im Ganzen eine geringere wärmeleitende Kraft haben, als die Luft. Wenn also der Verlust von dem Beharrungsstand durch den nachherigen Vortheil wieder vergütet, d. i. die Feuerung lange genug fortgesetzt wird, so ist es bei jeder Materie, deren man sich zum Heerd bedient, vortheilhafter, die Feuerung durch eine beträchtliche, als nur durch eine geringe Masse des Heerdes von der Luft zu scheiden.

Aber die Art der Masse, wodurch dieses geschieht, d. i. die Materie des Heerdes ist für die Wärmeleitung wohl nicht gleichgültig.

Jede ist zwar bei hinlänglicher Größe im Beharrungsstand ein schlechterer Leiter als die Luft, aber doch immer eine schlechter als die andere.

Da

Da inzwischen die wärmeleitende Kraft sich mit der Annäherung des Beharrungsstandes sehr stark ändert, so wage ich es nicht einmal, zu entscheiden, ob die nach der obigen Theorie angegebenen schlechtern Leiter auch schlechtere Leiter im Beharrungsstand seyn werden, wenn von beträchtlichen Massen die Rede ist. Doch hat man Grund genug, dieses anzunehmen, und so wären also Heerde mit Platten von gebackenen Steinen, die auf eisernen Stangen liegen, welche auf parallelen Mäuerchen von gebackenen Steinen ruhen, vortheilhaft, wenn man die Zwischenräume zwischen den Mäuerchen mit Asche ausfüllte.

§. 126.

Ueberhaupt erhellet aus (§. 123.), daß solche Rücksichten auf mehr oder weniger leitende Materien bei den Heerden da nicht sehr wichtig sind, wo solche, wie es der gewöhnliche Fall ist, sehr große Massen ausmachen, wofern die Feuerung vielmal länger fortgesetzt wird, als die Zeit bis zum Beharrungsstand beträgt.

Je kleiner aber das im Beharrungsstand von der Wärmematerie durchdrungene Volumen des Heerdes ist, destomehr wird die obige Theorie der Wärmeleitung darauf anwendbar; und da man, wo die Zeit des Beharrungsstandes nicht vielmal größer als die vor demselben ist, destomehr Wärmetheile verliehrt, je größer die in dem Heerd enthaltene

Wärmemenge ist, so hat man besonders in diesem Fall darauf zu sehen, daß nicht nur der Heerd in so wenigen Punkten als möglich, den stärksten Leiter, die Luft berühre, sondern auch aus so schlecht leitenden Materien bestehe, als sich nur immer dabei gebrauchen lassen.

Dem Bisherigen gemäß soll die Temperatur des Heerdes überall, wo ihn die Luft berührt, so klein als möglich seyn. Dieserhalb müßte also auch ausserhalb dem für die Wirkung der Wärme bestimmten Platz (z. B. rings um die Pfanne herum) der Heerd nicht niedrig seyn, sondern erhaben, so daß seine Oberfläche beträchtlich höher, als der Pfannenboden läge. Aber hierdurch würde der Wärmeverlust vor dem Beharrungsstand eine Zeitlang vergrößert. Dieses zu vermeiden, kann man also den Heerd rings um die Pfanne herum bis etwa in die halbe Höhe der Pfanne hinauf gleichfalls mit Asche anfüllen und Platten darauf legen. Von Anlegung der Zirkulirgänge auf den Heerden werde ich unten noch einiges sagen.

Siebentes Kapitel.

Wirkung des Wärmestoffs bei Ausdehnung der Körper, vorzüglich des Wassers und dessen Verdämpfung.

§. 127.

Das kleinste Volumen einer Masse, an dessen Gröſse nämlich die Expansivkraft des Wärmestoffs gar keinen Antheil hätte, wäre dasjenige, welches statt hätte, wenn die Temperatur des Körpers bis zum absoluten Null herabgefallen wäre.

Da eine solche Kälte in der Natur nie eintritt und selbst noch durch keine Kunst hat bewirkt werden können, so ist das Volumen eines jeden Körpers als eine veränderliche Gröſse anzusehen, die von der Temperatur des Körpers abhängt.

Die einzelen Körpertheilchen werden nicht blos durch ihre anziehende Kraft α, sondern auch noch durch einen Druck, den ich für jedes Körpertheilchen δ nennen will, zusammen gehalten. Wenn also die auf jedes Körpertheilchen wirkende specifische Expansivkraft der Wärmetheilchen E heist, so muſs im Beharrungsstand der Temperatur allemal

$$E = \alpha + \delta$$

 seyn.

seyn. Dabei wird δ durch die Schwere der Körpertheilchen, durch den äusern Druck der Atmosphäre und anderer äuserer Kräfte, und durch den Zusammenhang einer äuseren Hülle, welche sich der Ausdehnung der eingeschlossenen Körpertheilchen widersetzt, bestimmt.

§. 128.

Ueber die Verhältniß des Volumens einer Materie bei der Temperatur des Eispunktes und der des Siedpunktes, hat man viele Beobachtungen angestellt, wovon ich aus Hrn. Grens Grundr. d. Naturl. nachstehende Resultate mittheile:

	Volumen bei der Temperatur des siedenden Wassers, das beim Eispunkt = 1 gesetzt	
Für Glas	1,00083	Smeaton
— Gold	1,00094	Bouguer
— Blei	1,00286	Smeaton
— Zinn	1,00248	—
— Silber	1,00189	Herbert
— Messing	1,00193	Smeaton
— Kupfer	1,00170	—
— Stahl	1,00122	—
— Eisen	1,00125	—
— Quecksilber	1,01530	de Lisle
— Weingeist	1,121	du Crest
— Atmosphär. Luft	1,9368	Morveau

Für

Für Dephlogistisirte Luft	5,4769	—
— Phlogistisirte Luft	6,9412	—
— Leichte brennbare Luft	1,3912	—
— Salpeterluft	1,6019	—
— Luftsaures Gas	2,6094	—
— Flücht. alkal. Luft	6,8009	—

§. 129.

Nach den Versuchen der Herrn Morveau und du Vernois ist die Verhältniß des Volumens trockener atmosphärischer Luft beim Barometerstand von 26 Par. Zollen und 9,5 Linien nach dem Réaum. Quecks. Thermometer

Für den Eispunkt oder 0 Gr.	1,0000
Von 0 Gr. bis 20 Gr.	1,0789
— 20 Gr. — 40 Gr.	1,2570
— 40 Gr. — 60 Gr.	1,6574
— 60 Gr. — 80 Gr.	1,9368

§. 130.

Nach den Beobachtungen des Hrn. Abts Nollet, dehnt sich das Wasser vom Eispunkt bis zum Siedpunkt, oder von 0 Gr. bis zu 80 Gr. Réaum. um $\frac{1}{27}$ des ganzen Volumens aus, aber diese Ausdehnung geht von Grad zu Grad nicht in arithmetischer Progression fort, sondern mit immer größer werdenden Unterschieden, je mehr sich die Wärme der Siedhitze nähert.

Wenn man nämlich ein Reaum. Queckſ. Thermometer mit einem Waſſerthermometer, das gleichfalls die Reaumürſche Skale hat, vergleicht, ſo korreſpondiren nach des Hrn. de Lüc Beobachtungen folgende Grade des Waſſertherm. mit den nebenſtehenden des Queckſilbertherm.

Gr. R. Queckſ. Therm.	Gr. Waſſertherm.
10	0,2
15	1,6
20	4,1
25	7,3
30	11,2
35	15,9
40	20,5
45	26,1
50	32,0
55	38,5
60	45,8
65	53,5
70	62,0
75	71,0
80	80,0

§. 131.

Weil nun die Ausdehnung des Waſſervolumens vom Eispunkt bis zum Siedpunkt nach Hrn. Nollet 0,04 des Ganzen beträgt, ſo kann man auf einen Grad des Waſſerthermometers

$$\frac{0,04}{80} = 0,0005$$

des

des ganzen Volumens für die Ausdehnung annehmen, und nun durch die Multiplikation des Wasserthermometerstandes mit dieser Zahl (0,0005) die zu iedem Réaum. Thermometerstand gehörige Ausdehnung des Wasservolumens, welches dem Frostpunkt zugehört, berechnen.

Weil aber zu 10 Gr. Réaum. erst 0,2 Gr. des Wassertherm. gehört, so kann man die auf erwähnte Art herauskommenden Produkte auch als die Ausdehnung des Wasservolumens, welches für die mittlere Temperatur von 10 Gr. = 1 gesetzt wird, ansehen.

Hätte man z. B. bei der Temperatur von 10 Gr. ein Wasservolumen = 1, so würde dieses Volumen bei der Temperatur von 45 Gr. einen Raum einnehmen, der beiläufig um 26,1 . 0,0005 = 0,01305 größer wäre, als bei der Temperatur von 10 Gr.; hier ist nämlich 26,1 der zu 45 Gr. Réaum. gehörige Wasserthermometerstand.

Da die Ausdehnung des Wasservolumens von 0 Gr. bis zu 10 Gr. selbsten schon 0,2 . 0,0005 = 0 0001 beträgt, so verfährt man noch genauer, wenn man von iedem so berechneten Produkt noch 0,0001 abzieht.

Auf solche Art habe ich nachstehende Tafel berechnet:

Wenn man nämlich ein Reaum. Queckſ. Thermometer mit einem Waſſerthermometer, das gleichfalls die Reaumürſche Skale hat, vergleicht, ſo korreſpondiren nach des Hrn. de Lüc Beobachtungen folgende Grade des Waſſertherm. mit den nebenſtehenden des Queckſilbertherm.

Gr. R. Queckſ. Therm.	Gr. Waſſertherm.
10	0,2
15	1,6
20	4,1
25	7,3
30	11,2
35	15,9
40	20,5
45	26,1
50	32,0
55	38,5
60	45,8
65	53,5
70	62,0
75	71,0
80	80,0

§. 131.

Weil nun die Ausdehnung des Waſſervolumens vom Eispunkt bis zum Siedpunkt nach Hrn. Nollet 0,04 des Ganzen beträgt, ſo kann man auf einen Grad des Waſſerthermometers

$$\frac{0,04}{80} = 0,0005$$

des

des ganzen Volumens für die Ausdehnung anneh-
men, und nun durch die Multiplikation des Was-
serthermometerstandes mit dieser Zahl (0,0005) die
zu jedem Reaum. Thermometerstand gehörige Aus-
dehnung des Wasservolumens, welches dem Frost-
punkt zugehört, berechnen.

Weil aber zu 10 Gr. Reaum. erst 0,2 Gr. des
Wassertherm. gehört, so kann man die auf erwähn-
te Art herauskommenden Produkte auch als die Aus-
dehnung des Wasservolumens, welches für die mitt-
lere Temperatur von 10 Gr. = 1 gesetzt wird, an-
sehen.

Hätte man z. B. bei der Temperatur von 10
Gr. ein Wasservolumen = 1, so würde dieses Vo-
lumen bei der Temperatur von 45 Gr. einen Raum
einnehmen, der beiläufig um 26,1 . 0,0005 =
0,01305 größer wäre, als bei der Temperatur von
10 Gr.; hier ist nämlich 26,1 der zu 45 Gr. Reaum.
gehörige Wasserthermometerstand.

Da die Ausdehnung des Wasservolumens von
0 Gr. bis zu 10 Gr. selbsten schon 0,2 . 0,0005 =
0 0001 beträgt, so verfährt man noch genauer,
wenn man von jedem so berechneten Produkt noch
0,0001 abzieht.

Auf solche Art habe ich nachstehende Tafel be-
rechnet:

Reaumürs. Quecksi Thermometer.	Zugehörige Ausdehnung des Wasservolumens von 10 Gr. an.
Gr.	
15 . . .	0,0007
20 . . .	0,0019
25 . . .	0,0035
30 . . .	0,0055
35 . . .	0,0078
40 . . .	0,0101
45 . . .	0,0129
50 . . .	0,0159
55 . . .	0,0191
60 . . .	0,0228
65 . . .	0,0266
70 . . .	0,0309
75 . . .	0,0354
80 . . .	0,0399

§. 131.

Das Wasser ist hier besonders merkwürdig. Es bedarf sehr vieler Wärmetheile, um flüßig zu seyn. Man weiß, daß es bei einerlei Temperatur 21 mal so viel freie Wärmetheile hat, als das Quecksilber, und daß ein großer Zufluß von Wärmetheilen den Schnee blos zu Wasser macht, ohne die Temperatur zu erhöhen. Der Zusammenhang der Wassertheilchen unter einander ist durch die Wärmetheilchen beinahe gänzlich aufgehoben, so daß sie beinahe blos durch einen äusern Druck (z. B. der Atmosphä-

mosphäre) und durch die Schwere zusammengehalten werden.

Bei jeder Temperatur trennen sich Wassertheilchen von der Oberfläche eines damit gefüllten Gefäßes, die als Dämpfe davon gehen, selbst im leeren Raume, auch wenn gleich die Temperatur ausser dem Wasser größer ist.

Mit den davon gehenden Dämpfen sind immer Wärmetheilchen verbunden, oder vielmehr die Dämpfe sind nichts anders, als unendlich kleine Wassertheilchen in Verbindung mit Wärmestoff, und blos dieser Wärmestoff ist der Grund ihrer Entstehung.

Das Bestreben nach Gleichgewicht der Temperatur scheint wenigstens da, wo die äusere Temperatur über dem Wasserspiegel, und um das ganze Gefäß herum größer als die des Wassers ist, nicht der Grund von Entweichung der Wärmetheilchen aus dem Wasser zu seyn, weil vielmehr die äuseren Wärmetheilchen in das Wasser dringen müßten. Und doch ist offenbar die Entweichung der Wärmetheilchen die Ursache von den aufsteigenden Wassertheilchen (Dämpfen), und nicht umgekehrt das Aufsteigen der Wassertheilchen (Dämpfe) die Ursache von der Entweichung der Wärmetheilchen.

Es wird dieses sehr begreiflich, wenn man erwägt, daß das Wasser ein im Wärmestoff beinahe ganz aufgelöster und seines Zusammenhangs beraubter

ter Körper ist, in welchem jedes Wärmetheilchen beständig bemüht ist, durch die anziehende Kraft der Wassertheilchen sich immer inniger mit solchen zu verbinden, und eben hierdurch seine Form umzuändern.

Dieses Bestreben nach Formänderung findet nun allemal statt, nur langsamer und unmerklicher bei geringerer Temperatur als bei höherer, und näher an der Oberfläche, wo der Druck der Wassertheilchen geringer ist, merklicher als in größerer Tiefe. So wird also nach und nach durch innigere Vereinigung der Wärmetheilchen mit den Wassertheilchen immer elastischer flüßiger Stoff gebildet, dessen Zusammenhang mit der Wassermasse, so wie seine specifische Schwere immer kleiner wird. Hierdurch und durch die immer hinzu kommenden neuen elastischen Theilchen, die nun als elastischer Stoff sich selbsten unter einander zu verdrängen streben, erhebt sich endlich dieser Stoff über die Oberfläche des Wassers, und die nachfolgenden elastischen Theilchen erheben jene auch im leeren Raume immer höher, so daß sie auch in diesem in die Höhe zu steigen genöthiget werden. Befindet sich Luft über dem Wasserspiegel, so müssen sie überdas vermög ihrer geringern specifischen Schwere in der schwerern Luft nach hydrostatischen Gesetzen in die Höhe steigen, so lang sich noch Luft zunächst über der Oberfläche befindet.

Die

Die bei der blosen Witterungswärme auf solche Weise aus dem Wasser aufsteigenden Theilchen, pflegt man gewöhnlich Dünste zu nennen; es ist aber gar nicht nöthig, sie von ienen, welche bei höherer Temperatur erzeugt werden und auch im gemeinen Leben Dämpfe heisen, zu unterscheiden; diese Benennung kommt ihnen allgemein zu, ohne Rücksicht auf die Temperatur, bei der sie entstanden sind.

§. 133.

Je mehr sich Wärmetheile in einer Wassermasse anhäufen, welches durch Anlegung eines Flammenfeuers geschehen kann, desto heftiger wirken sie auf Formänderung. Inzwischen wird zu gleicher Zeit ihre freie Expansivkraft dadurch immer mehr vergrösert, es verbinden sich immer mehr Wärmetheilchen mit den Wassertheilchen, bis endlich die Wassertheilchen keine grössere Menge mehr aufzunehmen fähig sind, indem die Wärmetheilchen endlich durch ihre Expansivkraft eine so grose Uebermacht und Geschwindigkeit, womit sie in den äusern Raum entweichen, erhalten, daß sie sich nicht mehr in grösserer Menge mit den Wassertheilchen verbinden können. Die nunmehr aus der Feuerquelle ferner eindringenden Wärmetheile nöthigen die, deren Stelle sie einnehmen bei ihrer Annäherung zu entweichen, und die gesammte Wärmemenge wird nicht weiter vergrössert.

Daher nimmt das Wasser in offenen Gefäßen nur einen bestimmten nicht gar hohen Wärmegrad

an,

an, bei welchem aller Zusammenhang der Wassertheilchen und selbst der Druck, welchen ihre Oberfläche von der Atmosphäre oder anders woher leidet, völlig aufgehoben ist, und die einzelen Wassertheilchen also blos vermög ihres Gewichtes neben einander liegen bleiben. Jetzt befindet sich also die ganze Masse in dem gröstmöglichen Bestreben zur Formänderung, und dieser Zustand heist der Zustand des Siedens.

In diesem Zustand entstehen nun in der ganzen Masse überall sehr häufig Umänderungen der Wassertheilchen in elastisch flüßigen Stoff, der sich mit Heftigkeit losreist, und sich mit mehrern Theilchen in eine elastische Masse vereiniget, deren einzele Theilchen sich durch ihre Elasticität von einander abstoßen, wodurch sie sich auch im luftleeren Raum in die Höhe erheben.

§. 134.

Je größer also der Druck auf den Wasserspiegel ist, desto mehr Wärmetheile sind nöthig, um die Masse ins Sieden zu bringen, wie auch schon oben erwähnt worden ist.

Wenn man ein Reaum. Quecks. Thermometer nach (§. 24.) gebraucht, so daß beim Barometerstand von 27,68 Par. Zollen oder 332,16 Linien der Siedpunkt mit 80 Gr. bezeichnet ist, so gehören zu jeder Barometerhöhe von 332,16 + x Linien auf den der Thermometerscale

80

$$80 + \left\{\frac{\left(\frac{x}{1,28}\right)}{\sqrt{1000}}\right\} . 80 = 80^{\circ} + 0,0625 . x^{2}$$

(§ 24.)

Wenn nun die Dämpfe bei n Gr. Reaum. des Wassers m mal so große Elasticität haben, als die atmosphärische Luft bei der Barometerhöhe von 332,16 Par. Linien, also das Quecksilber im luftleeren Raum m . 332,16 Linien hoch zu erhalten vermögen, so ist die Hitze des siedenden Wassers, wovon die Dämpfe entstehen, = 80 Gr. + 0,0625 . (m — 1) . 332,16 = 80 + (m — 1) . 20,76 Grade, d. i. wenn die Elasticität der Dämpfe = m . 27,68 Zoll ist, die der Atmosphäre = 27,68 Zoll gesetzt, so ist die Siedhitze des Wassers n = 80 + (m — 1) . 20,76 Gr. R. Quecks. Aber die Dämpfe haben nur im Augenblick der Trennung vom Spiegel die Temperatur des Wassers, treten hiernächst in einen minder warmen Raum, und ihre Temperatur fällt augenblicklich. Die Dämpfe haben also in einiger Entfernung vom Wasserspiegel allemal eine merklich geringere Temperatur als die des Wassers, wenn das Gefäß nicht ganz verschlossen ist.

§. 135.

Aus dem vor. §. folgt

$$m = \frac{n - 80}{20,76} + 1$$

d. h.

d. h. wenn Wasser nach Réaum. Therm. n Grade warm und dabei siedend ist, so ist die Elasticität seiner Dämpfe

$$\left(\frac{n - 80}{20,76} + 1\right) . 27,68 \text{ Par. Zolle.}$$

Es läßt sich aber keinesweges sagen, daß die Elasticität der Dämpfe überhaupt

$$= \left(\frac{n - 80}{20,76} + 1\right) . 27,63 \text{ Par. Zoll}$$

sei, wenn die des Wassers = n. Gr. ist, sondern nur, wenn es diese Wärme hat und dabei zugleich siedet.

Es kann aber in verschlossenen Gefäßen das Wasser nie zum Sieden kommen, wenn sich gleich anfangs im Gefäß ausser dem Wasser noch atmosphärische Luft befindet, weil mit der zunehmenden Wärme die Ausdehnungskraft dieser Luft sowohl als die der damit sich vermischenden Dämpfe immer grösser wird, also dieserhalb immer wieder größere Hitze erfordert wird, um das Sieden zu bewirken, und die hergestellte größere Hitze augenblicklich wieder den Gegendruck der Dämpfe vergrößert.

§. 136.

Ich habe daher in dem Versuch einer neuen Theorie Hydrod. und pyrom. Grundlehren S. 315. nicht, wie ich in dem Lehrb. der Hydraul.

S. 38.

S. 390 gesagt habe, unrichtige Beobachtungen zum Grund gelegt, sondern nur die dortigen Beobachtungen unrichtig angewendet.

§. 137.

Hr. v. Bettancourt hat über die Elasticität der Dämpfe und die dazu gehörige Wärme des Wassers nachstehende Beobachtungen mitgetheilt:

Wärmegrade des dämpfenden Wassers nach Reaum. Thermometer.	Ausdehnende Kraft der Dämpfe, oder Höhe der Quecksilbersäule, welche damit im leeren Raum im Gleichgewicht steht, in Par. Zollen.
Gr.	
0	0,00
10	0,15
20	0,65
30	1,52
40	2,92
50	5,35
60	9,95
67	14,50
70	16,90
80	28,00
90	46,40
95	57,80
100	71,80
104	84,00
110	98,00

Zieglers Versuche, die Hr. Lambert (Pyrom. S. 133) mitgetheilt hat, geben hier wenig Aufschluß, weil derselbe keine reine Dämpfe, sondern Dämpfe mit Luft vermischt gebraucht hat. Inzwischen füge ich solche hier bei:

Wärme der luftigen Dämpfe in Re'aum. Graden Quecks. Therm.	Ausdehnende Kraft d. luftigen Dämpfe, die der atmosphärischen Luft = 1 gesetzt.
8	1,000
$48\frac{4}{9}$	1,370
$61\frac{1}{3}$	1,741
$71\frac{1}{9}$	2,111
$83\frac{5}{9}$	2,852
$98\frac{2}{3}$	3,963
$106\frac{4}{9}$	5,074
$113\frac{7}{9}$	5,815.

Zieht man die anfängliche Ausdehnungskraft der 8 Gr. warmen atmosphärischen Luft d. i. 1,000 ab, und multiplicirt die so verminderten Zahlen mit 28, so erhält man

Wärmegrade der luftigen Dämpfe.	Höhe der damit im Gleichgewicht stehenden Quecks. Säule in Zollen.
8	0,00
$48\frac{4}{9}$	10,36
$61\frac{1}{3}$	20,75

Wärmegrade der luftigen Dämpfe.	Höhe der damit im Gleichgewicht stehenden Quecks. Säule in Zöllen.
$71\frac{1}{9}$	31,11
$83\frac{1}{9}$	51,85
$98\frac{2}{9}$	82,96
$106\frac{2}{9}$	114,07
$113\frac{7}{9}$	134,82

§. 138.

Die Art, wie Hr. v. Bettancourt seine Beobachtungen angestellt hat, ist mir unbekannt.

Meines Erachtens läßt sich aber hieraus nicht gradezu der Schluß ziehen: bei der Wärme des Wassers von 40 Gr., 50 Gr., 60 Gr. u. s. f. sei die Elasticität der Dämpfe 2,92; 5,35; 9,95 u. s. f.

Ich habe nämlich schon (§. 132.) angemerkt, daß bei ieder Temperatur des Wassers Dämpfe erzeugt werden. Dieser Dampferzeugung oder der Entwickelung dieses elastischen Stoffs ist aber, in freier Luft, allemal der ganze Druck der Atmosphäre, den ich hier als den Druck einer 28 Zoll hohen Quecksilbersäule betrachten will, entgegen. Ich glaube daher hieraus richtig zu schließen, daß die elastische Kraft der durch Vereinigung mit Wärmestoff in Dampf sich umformenden Wassertheilchen bei ieder Temperatur größer, als der Druck der Atmosphäre, oder als der Druck der 28 Zoll hohen Quecksilber-

silbersäule seyn müsse. Es könnte sich sonsten auch nicht die erste Dampfschichte über dem Wasserspiegel bilden.

Aber die so entstehenden Dämpfe breiten sich gleich bei ihrer ersten Entstehung in dem ganzen Raum des verschlossenen Gefäßes aus, und mit dieser Verbreitung wird nun ihre Elasticität verhältnißmäßig verringert. So könnte also diese Elasticität, im ausgebreiteten also geschwächten Zustand beobachtet, freilich anfangs nur sehr gering befunden werden.

Ohne Zweifel hat aber Hr. v. B. das ganze Gefäß bei ieder Temperatur hinlängliche Zeit erhalten, und so gefunden, daß bei der größtmöglichen Verdichtung der Dämpfe, die bei einer bestimmten Temperatur des Wassers statt haben kann, das Quecksilber nur die angegebene Höhe erreicht. Denn bei ieder Temperatur können die Dämpfe nur bis auf eine bestimmte Grenze zusammengedrängt werden, ohne durch die anziehenden Kräfte der Wassertheilchen wieder in trapfbare Flüßigkeit zersetzt zu werden. Weiter hin werden sich zwar immer wieder neue Dampftheilchen entwickeln, und sich an die schon vorhandenen andrängen, aber mit dieser fortdauernden Erzeugung neuer Dämpfe ist nun auch beständige Zersetzung eines gleich großen Theils der schon vorhandenen, verbunden, und in diesem Zustand hat die Dichtigkeit der Dämpfe ihr Maximum

mum erreicht, so lange man den Wärmegrad nicht erhöht.

So kann also die Elasticität mehr Waſſertheilchen bei ihrer Umformung in Dampf annehmen, gar wohl den Druck der Atmoſphäre überwinden, wie die Erfahrung wirklich lehrt, und es würde, Schichte an Schichte gedrängt, immer eine die andere vermög der neu entſtehenden erheben, ohne durch den atmoſphäriſchen Gegendruck zurückgehalten zu werden, wenn nicht dieſer Gegendruck den Erfolg hätte, daß die einzelen Dampfſchichten dichter zuſammengepreßt würden, als ſie ohne wieder zerſetzt zu werden, beiſammen ſeyn können. Es würde daher in der Atmoſphäre keine Ausdünſtung d. i. keine Verdämpfung bei der bloſen Witterungswärme erfolgen können, wenn nicht die einzelen Dampftheilchen zugleich aus hydroſtatiſchen Gründen (§. 132.) entweichen müßten.

§. 139.

Es wird wohl Niemand auf den Einfall kommen, daß das Feuer ſtärker oder ſchwächer brenne, d. i. daß die Brennmaterialien ſchneller oder langſamer verzehrt werden, nachdem das Waſſer im Gefäß über dem Heerd eine ſtärkere oder ſchwächere Leitungskraft habe. Die Verzehrung der Brennmaterialien hängt hiervon gar nicht ab, wie ſich noch weiter unten ergeben wird.

Aber der Aufwand von Brennmaterialien, welcher zur Verdämpfung einer bestimmten Wassermenge nöthig ist, hängt doch unter sonst einerlei Umständen von der größern oder geringern Wärmemenge ab, welche erfordert wird, um einerlei Wassermenge beständig in der Siedhitze zu erhalten, und von der größern oder geringern Geschwindigkeit, mit welcher die Dämpfe abziehen.

Da das dem freien Druck der Atmosphäre ausgesetzte Wasser bei der schon mehr erwähnten Barometerhöhe die Temperatur von 80 Gr. Reaum. Quecks. siedet, und nun diesen Wärmegrad, wenn es im Sieden erhalten werden soll, beständig behalten muß, ieder Körper aber von einer bestimmten Temperatur desto mehr Wärmetheile in einer bestimmten Zeit absetzt, ie geringer die Temperatur des ihn umgebenden äuseren Raums ist, so muß, ohne Rücksicht auf die durch das Verdämpfen abgeführten Wärmetheile, eine siedende Wassermasse desto mehr Wärmetheilchen vermög ihrer Temperatur absetzen, ie geringer die Temperatur des Raums über dem Wasserspiegel ist. Diese Wärmetheilchen müssen aber, um die Temperatur der Siedhitze beständig zu erhalten, in iedem Augenblick wieder ersetzt werden; man muß also dem siedenden Wasser desto mehr Wärmetheile zuführen, also desto mehrere Brennmaterialien, unter sonst gleichen Umständen, auf den Heerd bringen, um einerlei Wassermenge zu verdämpfen, ie geringer

die

die Temperatur des Raums über dem Wasserspiegel ist.

Man muß daher den Raum über dem Wasserspiegel so warm als möglich zu erhalten suchen, und dieses hat zugleich den Erfolg, daß sich die Dämpfe in ihrem Abzug um so viel weniger zersetzen können.

Daß zu diesem Zweck Gefäße (Kessel, Pfannen rc.), deren Seitenwände selbsten den über sich gehenden Kanal bilden, weniger Wärmezufluß nöthig haben, als solche, welche zunächst über dem Wasser schon mit der äusern Luft in Verbindung stehen, fällt gleich in die Augen.

§. 140.

Ueberhaupt läßt sich aber ohne ausserordentlichen Feueraufwand der Zweck, daß sich die Dämpfe hierbei nach oben zu in einem nur etwas hohen Kanale nicht verdichten, nicht bis zum Naßmachen oder zu einem bemerkbar feuchten Stoff einander nähern sollten, gar nicht erreichen. Es ist auch, so viel ich sehe, nicht nöthig.

Durch Zersetzung der Dämpfe kann der Druck auf den Wasserspiegel nicht vergrößert werden, so wenig als durch Entstehung eines bewölkten Himmels die Barometerhöhe. Die mit zersetzten Theilchen vermischten Dämpfe können nur niedriger sinken, bis sie an eine Stelle kommen, wo sie durch

 ihr

ihr grösseres Gewicht mit der Federkraft der übrigen Dämpfe im Gleichgewicht sind; einzele zersetzte Theilchen können auch wohl ganz herabfallen, aber selbst dieses Fallen vermindert, wie die Hydrodynamik lehrt, den Druck auf den Wasserspiegel.

Ueberhaupt druckt die gesammte Dampfmasse auf den Wasserspiegel nur vermög ihrer Expansivkraft, die da verhindert, daß die Dampfschichten nicht vom Druck der Atmosphäre völlig zusammengepreßt werden; und da diese Expansivkraft durch Zersetzung nicht vergrößert, sondern vermindert wird, so müßte bei Zersetzung der obern Dämpfe vielmehr Verminderung des Drucks auf den Spiegel erfolgen, wenn nicht die Atmosphäre beständig das Gleichgewicht durch ihren Druck wieder herstellte. Es ist also in der That sehr unrichtig, daß vergrößerter Druck auf den Wasserspiegel bei Zersetzung oberer Dampfschichten die Ursache von verzögerter Verdämpfung sei. Der Grund hiervon muß vielmehr in dem schon (§. 138.) erwähnten Umstand liegen, welcher dort verursachte, daß z. B. bei 40 Grad Reaum., die Dämpfe nur einer 2,92 Zoll hohen Quecksilbersäule das Gleichgewicht halten, wenn gleich die entstehenden Dampftheilchen zuerst den Druck der Atmosphäre zu wältigen Kraft genug haben.

Wenn sich nämlich die einzelen Dampfschichten nach unten zu immer näher zusammendrängen, indem

indem den obern von oben herab der Druck der Atmosphäre und von unten hinauf die Elasticität der untersten Dampfschichten entgegen druckt, so können sie sich, bei beträchtlicher Abnahme der Wärme nach oben zu, nach und nach bis zum Wasserspiegel so verdichten, daß hier auf dem Wasserspiegel unaufhörlich Dampftheilchen zersetzt werden, und so als Feuchtigkeit auf den Wasserspiegel niederfallen, indeß sich immer wieder neue Dampftheilchen entwickeln, von denen sich gleich wieder ein Theil zersetzt. Es würden also die in jedem Augenblick entstehenden Dampftheilchen Kraft genug haben, den Druck von oben herab zu wältigen, aber weil die verschwächte Expansivkraft der obern Schichten erst dadurch, daß sie durch die größere Elasticität der untersten Schichten näher zusammengedrängt werden, wieder hinlänglich verstärkt werden muß, um den Gegendruck der Atmosphäre überwinden zu können, so kann hierdurch die Verdichtung der Dämpfe bis auf den Wasserspiegel herab, wo sie am geringsten ist, so merklich werden, daß hier von den neu entstehenden Dämpfen immer sogleich wieder, wegen ihrer zu großen Dichtigkeit, ein Theil zersetzt werden muß. Und hiermit ist zugleich der Nachtheil verbunden, daß die siedende Wassermasse in die kältere Dampfmasse, wie ich schon vorhin erwähnt habe, in einerlei Zeit, vermög des größern Unterschiedes der Temperaturen, eine größere Menge von Wärmetheilen absetzen muß. Demnach ist in einem solchen Fall zur Abdämpfung einer gerin-

gern Wassermenge überdas noch ein größerer Aufwand von Brennmaterialien nöthig.

§. 141.

Die sich vom Wasserspiegel zunächst losreissenden Dampftheilchen haben in diesem Augenblick eine Temperatur von 80 Gr. nämlich die des siedenden Wassers, und gelangen nun plötzlich in einen Raum von weit geringerer Temperatur, daher sie auch wohl in der Nähe des Spiegels die schnellste und stärkste Veränderung, die Hauptwirkung der veränderten Temperatur erfahren, insofern eigentliche und vollendete Zersetzung daraus erfolgt. Weiter hin leidet die Temperatur keine so plötzliche und so große Aenderungen mehr, und die damit verbundene Aenderung der Dämpfe besteht daher auch weiter hin, wie die Erfahrung bei großen Salzsiedereien offenbar beweist, eigentlich mehr in bloßer Verdichtung und allmäligem Uebergang zur Zersetzung, als in wirklich vollendeter Zersetzung. Es ist eine große Seltenheit, wenn aus den obern verdichteten Dampfschichten wirklich ein einzeler Tropfen in die Pfanne fällt. Nur an den Wänden und allenfalls durchgehenden Durchzügen der Qualmfänge oder Dampfkanäle, treten endlich, wenn sie lange genug von den verdichteten Dämpfen befeuchtet worden sind, Tropfen zusammen, die nach und nach abträufeln. Aber das alles zusammengenommen macht einen so kleinen Theil der gesammten abgedampf-

dämpften Wassermenge aus, daß dessen Verhütung kaum eines Danks werth wäre.

Es kommt also hauptsächlich darauf an, zu bewirken, daß die Verdichtung der Dämpfe überhaupt nicht sehr beträchtlich, d. h. nicht so groß werde, daß sie sich bis nahe an den Wasserspiegel in feuchter Form zusammendrucken. Und dieses ist die Ursache meiner Aeußerung §. 140. am Anfang, wo ich gesagt habe, daß es nicht nöthig sei einen solchen Zweck ganz zu erreichen.

Was also hier zu erlangen nöthig ist, kann dadurch sehr gut erhalten werden, daß man die Wände des Gefäßes, worin sich das siedende Wasser befindet, selbsten in einen Abzugskanal für die Dämpfe zusammenführt, so daß die kältere Luft nirgends von den Seiten beitreten kann.

§. 142.

Man sieht, daß die Einrichtung eines solchen Dampfbehältnisses von Wichtigkeit ist. Man muß es sehr niedrig anlegen, so daß die Dämpfe nur eine kleine Berührungsfläche an ihm haben, und daß überdas die Richtung seiner Wände zur Ableitung der Dämpfe bequem ist. Ohne große Künsteleien wäre ein niedriges pyramidenförmiges Behältniß rings um das Gefäß herum hierzu sehr geschickt; dieses Behältniß müßte oben abgeschnitten seyn, so daß sich eine Oeffnung zum Ausfluß der Dämpfe ergäbe. Diese Oeffnung könnte ringsherum von einem

nem starken ausgehölten Kranz umgeben seyn, und auf den äusern breiten Rand dieses ausgehauenen Kranzes könnte eine umgekehrte, sich nach oben zu stark erweiternde Pyramide gesetzt werden, welche die Dämpfe vollends in die freie Luft führte.

Beide Pyramiden müßten aus 8 bis 10 Zoll dicken Holz bestehen, wovon die obere (bei der untern erlaubt es die Feuersgefahr nicht) noch überdas mit einer Strohdecke von allen Seiten bedeckt seyn könnte, um die Ableitung der Wärme auf alle Weise zu schwächen. In der obern Pyramide kommt die hydrostatische Wirkung der Luft dem Aufsteigen der Dämpfe zu Hülfe, und wenn wirkliche Zersezung bis zu Tropfen in dieser obern Pyramide erfolgt, so sammlen sich solche in den ausgehauenen Kranz, aus welchem man das sich allenfalls sammlende Wasser von Zeit zu Zeit etwa mittelst einer mit einem Hahn versehenen daran angebrachten Röhre ablassen kann. Aber ich muß es nochmal wiederholen, daß diese Ableitung äuserst unwichtig ist.

§. 243.

Wegen der Größe der Oeffnung in dieser pyramidischen Bedeckung darf man unbesorgt seyn. Eigene Versuche haben mich überzeugt, daß man zur Abdämpfung einer bestimmten Wassermenge bei einer Oeffnung, die nur $\frac{1}{1000}$ von der Oberfläche des Wassers beträgt, nicht mehr Feuerung braucht, als

wenn

wenn diese Oeffnung $\frac{1}{4}$ der Oberfläche ausmacht. Der Druck auf die Oberfläche des Wassers kann zwar bei einer sehr kleinen Oeffnung merklich vergrößert werden, d. h. die Federkraft der Dämpfe kann größer werden, als der Druck der Atmosphäre, aber hierzu gehört sehr viel. Und doch hat man die sogenannten Pfannenbäume über den Siedepfannen auf manchen Salzwerken als ein unnützes oder vielmehr schädliches Alterthum abgeschafft, weil solche dem Abzug der Dämpfe hinderlich seyen! Es scheint mir nicht ganz unnütz, hierüber eine kleine Berechnung anzustellen.

§. 144.

Wenn die Elasticität der Dämpfe $= \nu$, die der atmosphärischen Luft $= \mu$ gesetzt wird, und die Dichtigkeit der Dämpfe zu der des Wassers $= \delta : 1$ ist, so ist die zur Geschwindigkeit der ausströhmenden Dämpfe gehörige Höhe

$$h = \left(1 - \frac{\mu}{\nu}\right) \cdot \frac{\nu}{\delta}$$

Also die Geschwindigkeit der ausströhmenden Dämpfe

$$= 2\sqrt{g\left(1 - \frac{\mu}{\nu}\right) \cdot \frac{\nu}{\delta}}$$

wo g den Fall eines schweren Körpers in der ersten Sekunde bedeutet.

Die

Die Oeffnung heise w, so ist die ausströhmende Dampfmenge in 1 Sek.

$$= 2\,w\sqrt{\left(1 - \frac{\mu}{\nu}\right) \cdot \frac{\nu}{\delta} \cdot g}$$

Die Oberfläche des abdämpfenden Wassers heise W, und die in 24 Stunden abdämpfende Wassermenge betrage in Fusen eine Tiefe = b, so ist, alles in Fusen verstanden

$$b\,W = 24 \cdot 3600 \cdot 2\,\delta\,w\sqrt{\left(1 - \frac{\mu}{\nu}\right) \cdot \frac{\nu}{\delta} \cdot g}$$

also

$$\frac{w}{W} = \frac{b}{100800 \cdot \delta \cdot \sqrt{\left(1 - \frac{\mu}{\nu}\right) \cdot \frac{\nu}{\delta} \cdot g}}$$

Setze ich nun $\mu = 32$ Par. Fus, $\nu = 33$, so läßt sich beiläufig $\delta = \frac{1}{1500}$ setzen, und $g = 15$ gesetzt, giebt

$$\frac{w}{W} = \frac{b}{100800 \cdot \frac{1}{1500}\sqrt{\left(1 - \frac{32}{33}\right) \cdot \frac{33}{\left(\frac{1}{1500}\right)} \cdot 15}}$$

$$= \frac{b}{10080}$$

Wenn ich nun b = 3 Fus setze, so giebt sich

$$\frac{w}{W} = \frac{1}{3360}$$

Es dürfte also, wenn der Druck durch die Dämpfe auf den Wasserspiegel nur um $\frac{1}{32}$ des atmosphärischen Drucks vergrößert, und dabei die sehr starke Abdämpfung von 3 Fus tief im Gefäß bewirkt werden sollte, die Abzugsöffnung doch nur $\frac{1}{3360}$ von der Größe des Wasserspiegels betragen, um hinlänglich groß zu seyn. Wollte man aber auch hier eine Zusammenziehung des Dampfs wie bei einem Wasserstrahl gelten lassen, so brauchte doch die Oeffnung noch nicht $\frac{1}{2000}$ von der Fläche des Wasserspiegels zu betragen. Bei einer Pfanne, deren Bodenfläche 400 Quadratfus betrüge, brauchte also die Oeffnung der untern Pyramide bei den erwähnten Forderungen $\frac{1}{5}$ Quadratfus zu seyn.

§. 145.

Wenn beim Sieden des Wassers die Barometerhöhe = 0 seyn, d. i. wenn gar kein Druck auf den Wasserspiegel wirken soll, so hat man (§. 134.) m = 0 und

$$n = 80 - 20{,}76 = 59{,}24 \text{ Gr. Reaum.}$$

Wenn man nun vom absoluten Null bis zum Frostpunkt der Reaum. Skale auch nur 600 Gr. zählen wollte, so wäre doch die Verhältniß der in der Atmosphäre und im leeren Raume erforderlichen Menge freier Wärme zum Sieden oder zur Aufhebung alles Zusammenhanges, dem vom äusern Druck herrührenden, mit genommen, nur =

Dabei giebt die 135 Quadratfus grosse Wasserfläche in ieder Sek. 15,5 Kub. Fus Dämpfe, deren specifische Dichtigkeit ich, die des Wassers = 1 gesetzt, wohl nicht geringer als zu $\frac{1}{1300}$ annehmen darf.

Die verdämpfte Wassermenge betrüge hiernach in ieder Sekunde

$$\frac{15,5}{1300} = 0,0119 \text{ Kub. Fus}$$

also in 24 Stunden,

$$24 \cdot 3600 \cdot 0,0119 = 1028 \text{ Kub. Fus.}$$

Dieses beträgt eine Tiefe, wenigstens

$$= \frac{1028}{135} = 7,6 \text{ Fus}$$

wofern es mit der angenommenen Dichtigkeit nur beiläufig seine Richtigkeit hat. Wenn aber diese auch nur $\frac{1}{1500}$ sollte angenommen werden können, so erhellet doch hieraus, daß in einem ähnlichen Kessel, welcher eine hinlängliche Oeffnung zum beständigen Abzug der Dämpfe hätte, kaum ein Drittheil dieser Wasserverdämpfung in 24 Stunden bewirkt werden könnte. Inzwischen würde es ein übereilter Schluß seyn, daß in einem solchen verschlossenen Kessel weit weniger Brennmaterialien in einerlei Zeit eine größere Wassermenge verdämpft werden können, als in einem beständig offenen Kessel, weil fürs erste, das Wasser siedend zu erhalten,

ten, beim offenen Kessel weit weniger Brennmaterialien angelegt werden dürfen; fürs andere hat man auch auf die Menge von Brennmaterialien Rücksicht zu nehmen, welche nöthig sind, um das Wasser erst ins Sieden zu bringen; und auch diese ist bei dem offenen Kessel bei weitem geringer, und desto kleiner, je kleiner b d. i. je geringer die Tiefe des Wassers ist.

§. 147.

Es ist vielmehr auffallend, daß (§. 145.) beim Mangel alles Drucks auf den Wasserspiegel nur ⅔ soviel Wärmetheile zu temperirtem Wasser (von 15 Gr. Reaum.) zugesetzt werden dürfen, um es ins Sieden zu bringen, als beim freien Zutritt der Atmosphäre, wenn das Barometer beiläufig 28 Zoll hoch steht.

Mehrere Schriftsteller haben daher den Gedanken geäusert, daß man eine bestimmte Wasserverdämpfung in einerlei Zeit mit weit weniger Brennmaterialien würde bewirken können, wenn man dabei die Oberfläche des Wassers während dem Sieden van allem Druck befreien oder solchen doch merklich vermindern könnte. Hier wird es am rechten Ort seyn, einige Betrachtungen hierüber beizufügen.

Im Zustand des Siedens ist das Wasser alles Zusammenhangs beraubt, also, das Sieden mag unter welchen Umständen man will, eintreten, das

Wasser während dem Sieden allemal auf gleiche Art bereit, in Dämpfen davon zu gehen, ohne daß es dabei weiter auf den Druck, den der Wasserspiegel leidet, ankommt, weil im Fall des Siedens auch dieser Druck und der davon herrührende größere Zusammenhang der Wassertheilchen schon aufgehoben ist.

In diesem Zustand verhält sich das Wasser blos leidend. Der Umstand, daß der Zusammenhang der Wassertheilchen unter einander aufgehoben ist, giebt noch keinen Grund ab, daß die Wassertheilchen darum davon gehen sollen, so wenig die einzelen Körner eines Kornhaufens sich von einander entfernen. Die Schwere hält sie nämlich noch beisammen, denn diese kann nicht aufgehoben werden.

Es wird also zum Abdämpfen noch mehr erfordert, als blos Aufhebung des Zusammenhangs, nämlich die anziehende Kraft der Wassertheilchen gegen die Wärmetheilchen, wobei im Wasser bei jeder Temperatur Dämpfe erzeugt werden, aber desto weniger unter der Oberfläche, je weniger der Zusammenhang der Wassertheilchen unter einander aufgehoben ist. Ist dieser durchaus aufgehoben, wie beim Sieden, so entstehen diese Dämpfe in der ganzen Wassermasse; überall vereinigen sich Wassertheilchen mit Wärmetheilchen, und bilden Dampftheilchen, die nun vermöge ihrer sehr geringen specifischen Leichtigkeit aufwärts steigen, und so die Oberfläche des Wassers erreichen, wo sie die schon

daselbst

daselbst befindlichen abstoßen und erheben, und eben so von den ihnen nachfolgenden gleichfalls wieder abgestoßen und erhoben werden. Treten sie über dem Spiegel in Luft, so steigen sie nun auch zugleich hydrostatisch; wo nicht, so erhebt sie blos ihre erwähnte elastische Kraft. Zunächst an der Oberfläche des siedenden Wassers werden sie also wohl allemal nur vermög der abstoßenden Kraft der immer wieder von neuem aus dem Wasser nachfolgenden Dampftheilchen von dem Wasser losgerissen. Nach und nach wird, wenn ich das oben erwähnte Dampfbehältniß über dem Gefäß voraussetze, alle atmosphärische Luft aus diesem Behältniß verdrängt, und die Dämpfe müssen sich nun, wie ich schon oben erwähnt habe, blos vermög ihrer Elasticität gegenseitig abstoßen und so erheben.

Es kommt also drauf an, die Dämpfe schnell genug von der Oberfläche des Wassers weg zu heben, oder die Dämpfe in einen Zustand zu versetzen, worin die Federkraft f der Dämpfe eine beträchtliche Ueberwucht über den den Dämpfen entgegengesetzten Druck k hat.

Hierbei ist nun vorzüglich wichtig, daß, um die Wassermasse ins Sieden zu bringen, eine Menge von Wärmetheilen erfordert wird, die sich (§. 145.) wie

$$65 + (f - 1) \cdot 20{,}76 + 0{,}027 \cdot b$$

verhält, daher bei der Fresnischen Dampfmaschine (§. 146.) schon über die Hälfte mehr Wärmetheile

 erfor-

erfordert werden, das Wasser siedend zu machen, als in freier Luft; und da von der nämlichen Feuerquelle die Wärmetheilchen desto langsamer in eine Masse dringen, je höher schon die Temperatur dieser Masse ist, so werden noch etwas mehr Brennmaterialien als nach Verhältniß des vorstehenden Ausdrucks erfordert, um das Sieden zu bewirken.

Nun läßt sich die Abdämpfung bis zum Sieden für jedes f gleich groß, überhaupt aber als unbedeutend ansehen, also ist der bis zum Sieden bei größerem f erforderliche größere Aufwand von Brennmaterialien baarer Verlust.

Es ist daher vortheilhaft, f so viel möglich zu verkleinern, doch so, daß f — k allemal eine bejahte Größe bleiben muß, vermög der sich die Dämpfe gehörig von einander abstoßen und forttreiben können.

In einem Gefäß, dessen Abzugsöffnung nicht viel kleiner, als die Größe des Wasserspiegels ist, und selbst bei Gefäßen, deren Abzugsöffnung einige hundert mal kleiner als die des Wasserspiegels wäre, würde ein äuserst kleiner Werth von f — k den Dämpfen schon hinlängliche Uebermacht verschaffen, wie aus (§. 144.) erhellet, wo bei einer Oeffnung, die noch nicht $\frac{1}{2000}$ von der Größe des Wasserspiegels beträgt, $f = \frac{33}{32}$ k doch schon hinlänglich ist. Man kann also, wo die Oeffnung nur einige hundertmal kleiner als der Wasserspiegel ist,

f — k

$f - k$ als eine unmerkliche Größe ansehen, oder $f = k$ setzen.

Um also f so klein als möglich zu erhalten, müßte man k so klein als möglich nehmen, und es würde also allerdings immer einigen Vortheil bringen, wenn man den Druck auf den Wasserspiegel wegschaffen oder doch vermindern könnte.

Solang man aber solches nicht vermag, ist es immer vortheilhafter, die Dämpfe durch eine Oeffnung, die wenigstens einige hundertmal kleiner als der Wasserspiegel ist, auf die oben erwähnte Weise abzuführen, als das Wasser in ganz offenen Gefäßen oder Pfannen abdämpfen zu lassen, weil in beiden Fällen die Dämpfe zunächst von der Oberfläche des Wassers mit einer Kraft f, die von k oder dem Druck der Atmosphäre nicht merklich verschieden ist, abgestoßen werden müssen, im ersten Fall aber die Entstehung der Dämpfe bei weitem weniger mit Zersetzung verbunden ist, als im letzten, also im ersten bei weitem mehr Dämpfe davon gehen.

§. 148.

Es würde nicht schwer seyn, eine Einrichtung zu treffen, wobei k äuserst klein ausfallen müßte. Ich will hiervon eine kleine Beschreibung hersetzen, wobei keine Zeichnung nöthig ist.

Man gedenke sich

1) einen großen Kessel mit einem gewölbten Deckel.

2) Von der Mitte dieses Deckels geht eine Abzugsröhre, die etwa $\frac{1}{400}$ so weit als die Oberfläche des Wassers, oder im Durchmesser etwa $\frac{1}{20}$ so groß als der größte Durchmesser des Kessels ist, einige Fuse hoch aufwärts, von da sie durch eine allmälige Krümmung nach und nach abwärts geleitet wird.

3) Etwa in der Gegend, wo die herabgehende Röhre mit dem Heerd in einer Ebene liegt, läßt man die Abzugsröhre in ein drei oder viermal so weites Fäßchen eingreifen.

4) Hier liegt zur Seite ein beständig mit Wasser versehenes Behältniß, aus welchem eine Röhre, etwa so weit als die Dampfröhre, in das Fäßchen hinein geleitet wird.

5) Diese Röhre ist am Ende verschlossen, hat aber grade unter der Oeffnung, aus welcher die Dämpfe in das Fäßchen treten, eine kurze Aufsatzröhre, im Durchmesser etwa halb so weit, als die Dampfröhre; nur nach oben zu wird sie durch eine trompetenförmige Erweiterung eben so weit als die Dampfröhre, und ist hier mit einer dünnen Platte belegt, die mit einer Menge kleiner Löcher, wie ein Seiher, versehen ist.

6) Vom Boden des Fäßchens geht eine nur 3 Zoll weite etwa 32 Fuß hohe Röhre herab, die unten in einem kleinen Behältniß mit Wasser

steht

steht und zu unterst einen Hahn hat, um sie gleich anfangs mit Wasser aus dem Fäßchen füllen, und überhaupt die Röhre nach Gutfinden verschliessen zu können.

7) Auch die Iniektionsröhre, (no. 4.) wird mit einem solchen Hahn versehen.

8) An dem Fäßchen (no. 3) wird noch ein kurzes Röhrchen an der Seite angebracht, das gleichfalls einen Hahn bekommt.

9) Um in den Kessel kommen und das siedende Wasser nach Gutfinden ablassen zu können, wird am Deckel noch eine kurze Röhre zu 15 bis 18 Zoll im Durchmesser angebracht, diese Röhre, welche einen Kranz bekommt, wird durch eine vorgelegte Platte zugeschoben. Zum Ablassen des Wassers wird nahe am Boden eine Röhre mit einem Hahn angebracht, und zum Anfüllen eine andere, gleichfalls mit einem Hahn, die sich in ein offenes Gefäß endigt, worin beständig Wasser erhalten wird.

Der Gebrauch dieser Siedmaschine fällt gleich in die Augen.

Sobald der Kessel mit Wasser auf eine gehörige Höhe angefüllt ist, wird das Feuer auf dem Heerd angelegt, und hiernächst die 32 Fus hohe Fallröhre (no. 6) aus dem Behältniß no. 4. mit Wasser langsam angefüllt, wobei man während dem Anfüllen das Röhrchen (no. 8.) offen läßt. Nunmehr wer-

den die Hahnen an der Injektionsröhre und der Fallröhre verschlossen, und der am Röhrchen (no. 8.) bleibt offen. Jetzt wird stark gefeuert, und dadurch die im Kessel befindliche atmosphärische Luft mit den Dämpfen vermischt, durch das offene Röhrchen ausgetrieben. Hiernächst wird dieses Röhrchen verschlossen, und die beiden andern geöffnet. Die Dämpfe ströhmen nun immer in das Fäßchen, werden da durch das entgegenspritzende Injektionswasser zersetzt, und fallen mit dem Injektionswasser ins Fäßchen herab, woraus dieses Wasser durch die am Boden angebrachte Fallröhre seinen beständigen Abfluß hat. Von Zeit zu Zeit darf man nur die Injektionsröhre und die Fallröhre wieder verschließen, alsdann einige Minuten später das Abzugsröhrchen (no. 8.) wieder öffnen, um die sich inzwischen entwickelte Luft mittelst der Dämpfe wieder abzuführen, und hierauf wieder alles in den ersten Zustand versetzen.

§. 149.

Bei unsern gewöhnlichen Kokturen, wobei die Atmosphäre auf den Wasserspiegel druckt, ist f = k = k beiläufig 31 bis 32 Fus (§. 147); bei der erwähnten Einrichtung wäre im Durchschnitt höchstens f = 2 Fus, und es würde also bis zum Sieden beiläufig $\frac{1}{3}$ von der sonst bis zum Sieden erforderlichen Feuerung erspart.

Bei einer Siedprobe kam 14,7 Zoll tief stehende $15\frac{1}{2}$ löthige Soole in 106 Minuten zum Sieden;

in

in den folgenden 282 Minuten waren $6\frac{1}{2}$ Zoll weggedämpft, daß also 14,7 Zoll zu verdämpfen 638 Minuten erforderlich wären.

Ich nehme an, daß sich die Zeiten bis zum Sieden und die völlige Verdämpfung der zum Sieden gebrachten Masse bei süssem Wasser beiläufig eben so gegen einander verhalten werden.

Diesemnach würde sich die von der mittlern Temperatur bis zum Sieden erforderliche Zeit zu der Zeit, in welcher eben die Masse völlig verdämpft ist, beiläufig verhalten wie

106 : 638 oder wie 1 : 6

Weil aber bei dem Garkochen der Soole die Abdämpfung kurz vor der Gare etwas langsamer von statten geht, so setze ich für süßes Wasser, bei anhaltender gleicher Feuerung die Verhältniß beiläufig

wie 1 : 5

So betragen also die Brennmaterialien bis zum Sieden nur $\frac{1}{5}$ soviel, als vom Sieden bis zum Ende der völligen Verdämpfung der ganzen Masse.

Die Ersparung bei der erwähnten Siedmaschine betrüge also bis zum Sieden nur $\frac{1}{3} \times \frac{1}{5}$ oder $\frac{1}{15}$ von der zur Verdämpfung erforderlichen Feuerung, oder nur $\frac{1}{18}$ von dem gesammten Brennmaterialienaufwand.

§. 150.

§. 150.

Ob aber während der Verdämpfung selbsten, d. h. während dem Sieden gleichfalls noch etwas erspart würde? Die Siedhitze des Wassers ist beim Zutritt der Atmosphäre und etwa 28 Par. Zoll Barometerhöhe = 80 Gr. Reaum., aber beim Gebrauch dieser Siedmaschine nur etwa 60 Gr. R. (§. 145.)

Den Unterschied der Temperaturen des siedenden Wassers und des Dampfraums wird man aber hier nicht größer annehmen dürfen, als in Fällen, wo die Atmosphäre Zutritt hat. Nun setzt ein Körper bei gleichem Unterschied der Temperaturen seine Wärmetheile mit gleicher Geschwindigkeit, also destomehr Wärmetheile in einerlei Zeit ab, je mehrere zugleich diese Geschwindigkeit haben, oder je höher die Temperatur des wärmern Körpers ist. Demnach setzt Wasser, welches bei 60 Gr. R. siedend erhalten wird, in einerlei Zeit weniger Wärmetheile vermög seiner Temperatur ab, als Wasser, welches bei 80 Gr. R. siedend erhalten wird. Und da diese Wärmetheile, um die Siedhitze beständig zu unterhalten, immer wieder ersetzt werden müssen, so erhellet, daß man auch zur Unterhaltung der Siedhitze bei dieser Siedmaschine eine geringere Feuerung nöthig hat, als in Fällen, wo die Atmosphäre Zutritt hat.

Hieraus folgt aber noch nicht, daß man zu gleicher Verdämpfung bei der erwähnten Siedmaschine weniger Brennmaterialien nöthig habe.

Beim

Beim Sieden, es mag solches bei einem geringern oder bei einem höheren Wärmegrad erfolgen, sind die Wassertheilchen allemal auf gleiche Art bereit, mit den Wärmetheilen sich in Dampf umzuformen. Die Menge der in jedem Augenblick sich auf solche Weise umformenden Wassertheilchen muß also wohl der Menge von Wärmetheilchen proportional seyn, welche alle auf gleiche Weise dieses Bestreben zur Umformung haben. Die Menge der in einerlei Zeit entstehenden Dampstheilchen wäre also der Dichtigkeit der Wärmetheilchen im siedenden Wasser proportional. Da nun die Menge der in jedem Augenblick vom Wasser vermög seiner Temperatur abgesetzten Wärmetheilchen, also auch ihr erforderlicher Ersatz oder der erforderliche Aufwand von Brennmaterialien der erwähnten Dichtigkeit der Wärmetheilchen proportional ist, so schließe ich, daß die Verdämpfung bei einer geringern Siedhitze in eben der Verhältniß langsamer von statten geht, in welcher man zum Sieden weniger Feuerung nöthig hat.

§. 151.

Aus diesen Gründen kann ich daher wiederum dem Hrn. von Humbold nicht beitreten, wenn er in seiner sonst treflichen Abhandlung Bergm. Journ. a. a. O. S. 129. sagt:

„Kaum ist wohl ein Vortheil zu ersinnen, durch den eine größere Ersparung

„an

„an Brennmaterial bewirkt werden könn„te, als die Verdünnung der Luft über „der zu verdämpfenden Flüssigkeit.„

Nach meiner Einsicht würde durch diese Verdünnung, und selbst durch gänzliche Wegschaffung des atmosphärischen Drucks, für die zum Verdämpfen beim Sieden erforderliche Brennmaterialien gar nichts gewonnen, und die Ersparung vor dem Sieden wäre der einzige Vortheil, den ich aber (§. 149) nur auf etwa $\frac{1}{18}$ des gesammten Aufwandes schätzen kann.

§. 152.

Wichtiger scheint die Abdämpfung des Wassers durch ein Reverberirfeuer zu seyn. Diese mir unter dem Namen der Tabellischen Siedmethode bekannt gewordene Siedart besteht kurz darin, daß man den Heerd nicht unter, sondern neben der Siedpfanne anlegt, ihn und die Pfanne mit einem gemeinschaftlichen Gewölbe bedeckt, und so die Flamme oder Feuertheile der brennenden Materialien über die Oberfläche des in der Pfanne befindlichen Wassers hinzustreichen nöthigt.

Die Vortheile dieser Siedmethode sind sehr beträchtlich. Hier braucht nicht erst der ganze Pfannenboden erhitzt, nicht erst die ganze Wassermasse zum Sieden gebracht zu werden; die Menge von Wärmetheilen, welche hier den Wasserspiegel bestreicht,

streicht, hat es immer nur mit einer unendlich dün-
nen Wasserschichte zu thun, mit deren Theilchen
sich die so sehr gedrängten Wärmetheile augenblick-
lich zur Umformung in Dampf verbinden, die dann
mit dem unaufhörlichen Wärmestrohm in Luftform
mit fortgerissen werden. Es ist hierbei so wenig
Zersetzung möglich, daß vielmehr die Dämpfe we-
nigstens großentheils gewiß in Luftform übergehen.
Eine Menge Wärmetheile müssen zwar in die küh-
leren Wasserschichten nach und nach eindringen;
aber während dem auf solche Weise immer mehrere
Schichten siedend und mehrere immer mehr erwärmt
werden, geht die Verdämpfung beständig stark und
immer stärker von statten, so daß in der Zeit schon
eine beträchtliche Wassermenge verdämpft seyn muß,
in welcher bei der gewöhnlichen Siedeart das Was-
ser erst zum Sieden kommt. Dabei ist zugleich der
Vortheil, daß das Wasser von oben herab ein weit
schlechterer Wärmeleiter ist, als von unten hinauf,
weil im letztern Fall die ausgedehntern zum Umfor-
men schon geneigtern Wassertheilchen beständig ober-
wärts steigen, und hier in den kühleren Schichten
ihre Wärme wieder absetzen, so lange das Wasser
noch nicht siedet. Diese gleichförmige Vertheilung
der Temperatur hat den Erfolg, daß der Wasser-
spiegel nicht nur schon vor dem Sieden, sondern
auch während solchem bei der gewöhnlichen Siedeart
vermög seiner Temperatur immerfort eine sehr große
Menge von Wärmetheilen absetzt, die dann von
den Dämpfen selbst wieder mit Verschwächung ihrer

Expan-

Expansivkraft aufgenommen werden. Bei der Tavellischen Siedmethode findet diese gleiche Vertheilung der Temperatur, die hier von oben nach unten fortgepflanzt werden muß, nicht statt. Die in den obern Schichten entstehenden ausgedehntern und allmälig zur Umformung schreitenden Theilchen können nicht tiefer sinken, können ihre Temperatur nicht wieder verliehren, nehmen vielmehr immer mehrere Wärmetheilchen auf, sind gleichsam immer nur mit ihrer durch nichts gestöhrten Umformung beschäfftigt, und verhindern eben dadurch, daß sie alle Wärmetheile zu ihrer Umformung benutzen, die Fortleitung der Wärme ausserordentlich. Dieses geht so von Schichte zu Schichte, und die Erwärmung der untersten kann daher nur äuserst langsam erfolgen.

Es kann also bei dieser Siedart sehr wenig Wärme durch die unterste Schichte außerhalb der Pfanne abgeleitet werden.

§. 153.

So beträchtlich alle diese Vortheile sind, so wenig darf man auch die mit dieser Siedmethode verbundenen Nachtheile außer Acht lassen.

Bei der gewöhnlichen Siedeart werden von einerlei Brennmaterialien weit weniger Wärmetheile unbenutzt gelassen, als bei der Tavellischen. Der Wärmestrohm reißt bei dieser eine ausserordentliche Menge von Wärmetheilen im Gewölbe mit sich fort,

die

die gar nicht auf den Spiegel treffen, da hingegen bei der gewöhnlichen Siedeart die Wärmetheilchen bei weitem größtentheils gegen den Pfannenboden getrieben werden können. Dieser Nachtheil oder Wärmeverlust wird während dem Abdämpfen immer größer, weil dabei der Wasserspiegel immer tiefer sinkt, ohne daß ihm der Heerd folgt. Alle die Wärmetheile, welche das Gewölb erhitzen, sind barer Verlust. Die vom Heerd unterwärts dringenden Wärmetheile, die aber im Beharrungsstand oder schon früher freilich unbedeutend gegen das Ganze sind, sind wie bei der gewöhnlichen Art verlohren.

§. 154.

Wenn man aber die gemeine Siedart mit der Lavellischen verbände? Ohnstreitig wäre nun die sehr beträchtliche Ersparung an Brennmaterialien entschieden.

Ich habe zu dem Ende eine kleine Zeichnung beigefügt (Fig. 3 und 4.)

Fig. 3. ist ein lothrechter Durchschnitt zwoer über einander stehender Pfannen nach der Länge genommen. In der untern Pfanne B wird das Wasser durch die darüber wegstreichenden Feuertheile verdämpft.

a b ist der Heerd, welcher hier so breit als die ganze obere Pfanne ist, damit die Feuertheile den untern Wasserspiegel so vollständig als möglich be-

streichen. Es werden zu dem Ende parallele Mauern nach der Länge a b aufgeführt, etwa 1 Fus bis 15 Zoll dick, welche 2 bis $2\frac{1}{2}$ Fus weit von einander stehen; in diesen Mauern werden oben kleine Kanälchen ausgehauen, um Roststangen einlegen zu können.

Diese Roststangen können nur unmittelbar zum Auflegen der Brennmaterialien dienen; man kann sie aber auch zur Schonung mit besonders dazu gebrannten gebackenen Steinen belegen, welche in ihrer Zusammenlegung die erforderlichen Zwischenräume lassen, durch welche die Luft von unten beitreten kann, da dann die eisernen Roststangen weiter von einander liegen dürfen.

Die Oberfläche dieses Heerdes, an den die untere Pfanne unmittelbar anstößt, würde ich etwa 3 Zolle niedriger legen, als den obern Rand der untern Pfanne.

Die Länge a b wird, wo man mit Holz siedet, nicht unter 5 Fus betragen dürfen.

In der gehörigen Entfernung vom untern Heerd wird über solchem die obere Pfanne A angebracht, welche von Pfannenbäumen getragen wird, und in ein pyramidenförmiges Behältniß, wie ich oben angegeben habe, eingeschlossen ist.

Die obere Pfanne ist länger als die untere, diese aber breiter, wie Fig. 4. zeigt, welche einen horizontalen Durchschnitt vorstellt.

Die

Die untere, deren hervorragende Breite mit eisernen Fallthüren bedeckt wird, mache ich deßwegen breiter, damit man durch Oeffnung dieser Fallthüren auch zur untern Pfanne bequem beikommen könne. Zu dieser Absicht kann die untere Pfanne überhaupt 3 bis 4. Fus breiter, als die obere seyn, oder auf ieder Seite $1\frac{1}{2}$ bis 2 Fus hervorragen.

Die Länge b e der untern Pfanne müßte durch die Erfahrung erst näher bestimmt werden; sie darf nämlich nicht so groß seyn, daß sich gröbere Theilchen aus den brennenden Materialien, die mit der Flamme fortgerissen werden, auf den Wasserspiegel niederschlagen können. In der Anwendung bei Salzsiedereien müßte man insbesondere untersuchen, in wieweit dieser Niederschlag schädlich seyn könnte, und ob daher diese Siedeart überhaupt dabei anwendbar wäre. Wenn sie auch nicht bis zum Anschießen des Salzes statt hat, so kann sie doch vielleicht bis zu einem gewissen Grad der Verdämpfung, bei der die Soole eine bestimmte Löthigkeit erlangt hat, mit Vortheil angewendet werden.

Versuche im Kleinen, die ich gerne angestellt hätte, entscheiden hierüber nicht; und Versuche im Großen anzustellen, ist nicht die Sache eines Privatmannes, dessen iährliches Einkommen blos zu einem solchen Versuch kaum hinreichen würde. Es bleibt mir also nichts übrig, als großen Finanzkollegien die Anstellung solcher Versuche zu empfehlen.

§. 155.

Hr. Lambert hat aus seinen angestellten Beobachtungen (Pyr. S. 128.) folgende Tafel mitgetheilt, welche die Tiefe in Linien angiebt, welche bei den nebenstehenden Graden des Reaumürschen Weingeistthermometers in 24 Stunden abdünsten.

W Gr.	Linien Abdünstung mehr als Eis in 24 Stunden.
0	0
10	2
20	6
30	13
40	24
50	41
60	65

Eis dünstet zwar gleichfalls noch etwas ab; da aber seine Abdünstung äuserst gering und in 24 Stunden fast unmerklich bleibt, so kann man diese Tafel als eine Bestimmung der ganzen Abdünstung oder Abdämpfung annehmen.

Hr. Lambert merkt zwar an, daß diese Versuche in einem Zimmer auf dem Ofen angestellt worden seyen, und daß er in freier Luft bei gleicher Wärme die Abdämpfung merklich geringer befunden habe, aber ich muß dagegen erinnern, daß in freier Luft vielerlei Umstände die Abdämpfung bei einerlei Wärmegrad sehr veränderlich machen. Die Luft ist bald trockener bald feuchter; in letzterer können die Dampftheilchen nicht so gut in die Höhe steigen, als

in

in ersterer, zumal bei einem geringen Wärmegrad, denn das Aufsteigen geschieht hier hydrostatisch. Die aufsteigenden Dunst- oder Dampftheilchen vereinigen sich mit der in der Luft schon befindlichen Feuchtigkeit, und machen nun mit solchen eine gemeinschaftliche Masse aus, die vermög der spec. Schwere ihre Theile sehr langsam sich erheben muß. Die Luft könnte so feucht seyn, daß eben darum die auf der Oberfläche des Wassers entstehenden Dampftheilchen bei einer geringen Temperatur z. B. von 10 Graden gar nicht darin in die Höhe steigen könnten. Ja man weiß, daß die Verdämpfung sogar verneint werden kann, d. h. daß noch Dampftheilchen aus der Luft niedergeschlagen werden können.

Ausser diesem Umstand verändert auch die Bewegung der Luft die Abdämpfung ausserordentlich. „Der geringste Wind, sagt Hr. v. Haller (Bemerkungen über die Schweizerischen Salzwerke S. 163) hindert das Abdämpfen, welches freilich von Winden zu verstehen ist, welche nicht nach der Richtung streichen, nach welcher die Dämpfe abzuziehen bereit sind.

In einem Zimmer fallen diese Ursachen der Veränderlichkeit weg, so wie solche auch bei höheren Wärmegraden immer unmerklicher wird.

Man muß daher, richtige Versuche zu haben, allerdings solche, die im Zimmer angestellt sind,

 zum

zum Grund legen, weil sie wieder auf ähnliche Fälle angewendet werden sollen.

Hr. v. Haller hat sogar in offenen Behältnissen, die blos der Witterungswärme im Sommer ausgesetzt waren, in 24 Stunden 3 Linien Abdünstung gefunden, und zwar nicht von süßem Wasser, sondern von Soole (a. a. O. S. 164), und die übrigen von ihm angeführten Beobachtungen berechtigen, diese 3 Linien bei süßem Wasser wenigstens auf 4 Linien zu setzen, da z. B. eine starke Soole nur 12 Linien in eben der Zeit abgedünstet hatte, da die Abdünstung einer schwächern 21 Linien betrug (a. a. O. S. 165). Ich kann also hier die Lambertschen Versuche sehr wohl zum Grunde legen.

§. 156.

Es versteht sich von selbsten, daß bei den hier angegebenen Zahlen allemal kleine Abweichungen gar wohl statt finden, und daß man eben darum noch mit eben der Sicherheit für die Ausübung z. B. 25 statt 24 Linien setzen kann, indem der Erfolg in der Ausübung zu verschiedenen Zeiten sicher nicht genauer als auf $\frac{1}{24}$ des Ganzen übereinstimmend erwartet werden kann.

Ich kann also statt der vorigen Tafel sicher folgende gebrauchen.

w	Linien Ab- dünstung in 24 Stunden.	Ite Diffe- renz Reihe.	IIte Diffe- renz Reihe.	IIIte Dif- ferenz Reihe.
0	0,00			
10	2,00	2,00		
20	6,00	4,00	2,00	
30	13,25	7,25	3,25	1,25
40	25,00	11,75	4,50	1,25
50	42,50	17,50	5,75	1,25
60	67,00	24,50	7,00	1,25

§. 157.

Um das zu w Graden gehörige Glied der Hauptreihe, d. i. die zu w Graden gehörige Ausdünstung in Linien zu erhalten, muß man $\frac{w}{10}$ Glieder der Iten Differenzreihe summiren. Nun ist

Das 1te Glied der Iten Differ. Reihe $= 2$
— — IIten — — $= 2$
— — IIIten — — $= 1,25$

Es ist also der Lehre von den Differenzen gemäß die Summe von $\frac{w}{10}$ Gliedern der Ite Diff. Reihe

$$= \frac{w:10}{1} \cdot 2 + \frac{\frac{w}{10} \cdot \left(\frac{w-10}{10}\right)}{1 \cdot 2} \cdot 2$$

$$+\frac{\frac{w}{10}\cdot\left(\frac{w-10}{10}\right)\cdot\left(\frac{w-20}{10}\right)}{1\cdot2\cdot3}\cdot1,25$$

$$=208\cdot\left(\frac{w}{100}\right)^3+37,6\cdot\left(\frac{w}{100}\right)^2+0,1416\cdot w$$

Wenn also die zu w Graden gehörige 24 stündige Ausdünstung in Linien durch λ angedeutet wird, so hat man

$$\lambda=208\cdot\left(\frac{w}{100}\right)^3+37,6\cdot\left(\frac{w}{100}\right)^2+$$

$$14,16\cdot\left(\frac{w}{100}\right)\ (\mathfrak{H})$$

§. 158.

Zunächst lassen sich mittelst der Formel (𝔥) die zu allen zwischen 0 und 60 Gr. des Weingeistthermometers fallenden Graden gehörigen Werthe von λ interpoliren, und dadurch die schon (§. 156) mitgetheilte kleine Tafel alle einzele Grade ergänzen.

Sollte man den zu einem gegebenen Werth von F d. h. zu gegebenen Fahrenheitschen Graden gehörigen Werth von λ bestimmen, so müßte man erst das zu F gehörige w bestimmen, und nun aus diesem den Werth von λ mittelst der Formel (𝔥) berechnen.

Aus

Aus (§. 32. H) giebt sich, $\frac{4}{9}$ (F — 32) statt q gesetzt,

$$w = 196,5 - \sqrt{(38702 - 314,12 \cdot \tfrac{4}{9}(F - 32))}$$
$$= 196,5 - \sqrt{(43169,52 - 139,61 \cdot F)}$$

Es sei z. B. F = 212, so gibt sich

$$w = 196,5 - \sqrt{13572,2}$$
$$= 196,5 - 116,5 = 80 \text{ Gr.}$$

wie sich gehört.

Die Formel (§. 157. H) giebt nun für w = 80.

$$\lambda = 106,496 + 24,064 + 0,113 = 130,6$$

d. h. bei w = 80 Gr. oder F = 212 Gr. sollten nach der Formel in 24 Stunden 130,6 Linien oder beinahe 11 Zoll abdämpfen.

Aber Erfahrungen im Großen geben wenigstens $2\frac{1}{2}$ mal soviel, also läßt sich die Formel (H) nicht über w = 60 Gr. gebrauchen.

Wenn ich vormals (Versuch einer neuen Theorie Hydrod. und pyrom. Grundlehren S. 312.) eine bessere Uebereinstimmung bemerkt hatte, so rührte solches von dem dort begangenen Fehler her, daß ich für die Skale des Weingeistthermometers 102,6 Grade bis zum Siedpunkt angenommen hatte, weil Hr. Lambert anderswo ein solches Thermometer gebraucht hatte. Ich finde aber gegenwärtig, daß

das hier von Hrn. L. gebrauchte Thermometer ein wahres Reaumürsches gewesen ist.

Man erhält aber eine sehr gute Uebereinstimmung mit der Erfahrung, wenn man

$$\frac{w}{78 + 22 \cdot \sqrt[3]{\left(1 - \frac{w}{80}\right)}} \text{ statt } \frac{w}{100}$$

schreibt. Aber die ganze Formel beruht auf keinem physischen Grund. Es würde auch sehr schwer seyn, das Gesetz der Verdämpfung bei jedem Wärmegrad aus physischen Gründen herleiten zu wollen.

§. 159.

Inzwischen erhellet doch hieraus so viel, daß die Geschwindigkeit der Verdämpfung bey weitem schneller, als die der Abkühlung abnimmt.

So könnte man z. B. nach (§. 110. Ite Reihe) die Verhältniß der Geschwindigkeiten der Abkühlung bei Wasser von 60 Gr. und bei Wasser von 50 Gr. beiläufig = 105 : 80 setzen; aber die Verhältniß der Geschwindigkeiten der Abdämpfung ist (§. 155.) = 65 : 41 also bei weitem größer.

Nun ist die Abkühlung oder die Abnahme der Temperatur eines Körpers schon bei weitem am größten in den ersten Minuten nach seiner größten Erwärmung, so daß ein 80 Gr. warmer Körper R. Quecks. Therm.

Therm., welchem iezt das untergelegte Feuer entzogen würde, bei weitem am meisten in den ersten 10 Minuten von seiner Temperatur verliehren würde, nämlich in Vergleichung mit andern nachfolgenden 10 Minuten. Noch weit mehr muß also die Abnahme der Verdämpfung höchst beträchtlich seyn, wenn man das Wasser einige Zeit im Sieden zu erhalten unterläßt. Will man also das Wasser mit dem größten Vortheil, d. h. mit den wenigsten Brennmaterialien verdämpfen, so muß man es unablässig in derjenigen Hitze zu erhalten suchen, deren es fähig ist d. i. in vollem Sieden, aber man muß auch nur grade so viel Brennmaterialien unterlegen, als zur Erreichung dieser Absicht nöthig ist, welches sich in der Ausübung leicht beobachten läßt.

Schwaches Feuern kann also allerdings den Holzaufwand oder überhaupt den Brennmaterialaufwand beträchtlich vergrößern.

§. 160.

Hat man zwei prismatische Gefäße, deren Querschnitte durch φ ψ ausgedruckt werden, gleich hoch mit Wasser angefüllt, dessen Wärmegrad im ersten Gefäß $= m$, im leztern $= n$ Grade ist, und man vermischt nun beide in einem dritten prismatischen Gefäß, dessen Querschnitt $= \varphi + \psi$ ist, so ist die Abdämpfung der vermischten Masse in einerlei Zeit kleiner, als die Abdämpfungen in beiden einzelen Gefäßen zusammengenommen gewesen seyn würden.

würden. Der Wärmegrad der Mischung ist nach obigen Lehren =

$$\frac{m \cdot \varphi + n \cdot \psi}{\varphi + \psi} \text{ Grade.}$$

Es sei z. B. m = 80 Gr. Fahr. n = 212 Gr., φ = 10, ψ = 12, so ist der Wärmegrad der Mischung

$$= \frac{10 \cdot 80 + 12 \cdot 212}{10 + 12} = 152 \text{ Gr.}$$

Es verhalten sich aber die Verdämpfungen bei 80 Gr. 212 Gr. und 152 Gr. beiläufig wie 8.; 300 und 74. Demnach verhalten sich die Verdämpfungen aus bei den kleinern Gefäßen zusammengenommen zu der Verdämpfung der Mischung beiläufig

wie $8 \cdot 10 + 300 \cdot 12$ zu $74 \cdot (10 + 12)$

d. i. wie

3680 zu 1628.

oder wenigstens wie 2 zu 1.

§. 161.

Eine Wassermasse, die mit einer Feuerquelle oder überhaupt mit einem erhitzten Körper in Berührung steht, nimmt nach und nach immer eine höhere Temperatur an, bekommt nämlich immer einen größern Zusatz von Wärmetheilchen, bis zu einer bestimmten Grenze. Die Geschwindigkeit, mit

welcher

welcher die Menge von Wärmetheilchen im Wasser wächst, wird nämlich dabei desto kleiner, ie kleiner der Unterschied der Temperaturen des erwärmenden Körpers und des Wassers wird, und über das wird die Menge von Wärmetheilchen, welche das Wasser absezt, desto größer, ie höher seine Temperatur wird. Daher kann, wenn die Temperatur der Wärmequelle nicht merklich größer als die des siedenden Wassers ist, das Wasser, viel früher als es zum Sieden kommt, vermög seiner Temperatur schon so viel Wärmetheile in iedem Augenblick absetzen, als ihm von dem iezt nicht mehr viel wärmern Körper zufließen können; und in solchem Fall kann es nie die Temperatur des siedenden Wassers erlangen.

Hängt man daher ein Gefäß mit temperirtem Wasser in ein Gefäß, worin Wasser über Feuer siedet, so kann das Wasser im eingehängten Gefäß nie zum Sieden kommen. Hier wirkt nämlich das äusere 80 Gr. Reaum. warme Wasser auf das Wasser im eingehängten Gefäß; heist nun die Temperatur der äusern Luft, in welche das Wasser des eingehängten Gefäßes Wärmetheilchen absezt 1 in Reaum. Graden, und die höchste Temperatur, welche dieses Wasser erlangen kann λ, so sezt dieses Wasser in iedem Augenblick eine gewisse Menge von Wärmetheilen ab, welche von der Größe des Unterschiedes λ — 1 abhängt. Das äusere siedende Wasser muß nun in iedem Augenblick diese Wärme-

theile

theile wieder ersetzen, und die Kraft, mit welcher die Wärmetheilchen aus dem siedenden Wasser in das Wasser des eingehängten Gefäßes eindringen, hängt von der Größe des Unterschiedes 80 — λ ab. Es muß also 80 — λ so groß seyn, daß vermög dieser Kraft so viele Wärmetheilchen ins eingehängte Gefäß eindringen können, als vermög der Kraft λ — l aus dem eingehängten Gefäß in die äußere Luft übergehen. Demnach muß 80 — λ nothwendig einen bestimmten nicht sehr kleinen Werth haben, oder λ merklich kleiner als 80 Gr. seyn. Das Wasser im eingehängten Gefäß kann daher niemalen den Siedpunkt erreichen. Hr. Major Werner glaubt (Antiologie S. 115), daß diese Erscheinung, welche man aus der Erfahrung kennt, mit der Voraussetzung eines besondern Wärmestoffs nicht bestehen könne; man sieht aber, daß sie vielmehr eine nothwendige Folge dieser Voraussetzung ist.

§. 162.

Aus gleichem Grund kann eine gegebene Wassermasse selbst bei untergelegtem Feuer, das unmittelbar auf das Gefäß wirkt, nie zum Sieden kommen, wenn die Menge der aus der Feuerquelle in jedem Augenblick in das Gefäß dringenden Wärmetheile, die mit der zunehmenden Temperatur des Wassers immer kleiner wird, noch vor dem Sieden der Menge von Wärmetheilchen gleich wird, welche das Wasser bei seiner Temperatur in jedem Augenblick

blick in die äussere Luft, oder überhaupt in den äusseren Raum absetzt. Dieser Fall tritt desto eher ein, ie grösser die gesammte Fläche ist, in welcher das Wasser mit Materien von geringerer Temperatur in Berührung steht, und ie kleiner dabei die Feuerquelle ist. So kann, um es sehr auffallend zu machen, ein Gefäss mit einem Kub. Fus Wasser durch die Flamme eines Lichtes niemalen zum Sieden gebracht werden. Wenn man sich daher über einer bestimmten Grundfläche, unter der sich eine bestimmte Feuerquelle befindet, ein prismatisches Gefäss mit Wasser gedenkt, so giebt es allemal nur eine bestimmte Höhe, bis zu welcher das Gefäss mit Wasser angefüllt werden darf, um es durch die gegebene Feuerquelle ins Sieden bringen zu können. Ueber diese Grenze hinaus würde das Wasser im Gefäss niemalen zum Sieden kommen.

Durch die Vergrösserung der Wasserhöhe in einem solchen Gefäss wird fürs erste der Druck der Wasserschichte vergrössert, welcher nach den obigen Lehren das Sieden erschweret; fürs andere wird die Verbreitung der eindringenden Wärmetheilchen durch Vergrösserung der Wassermasse verzögert, oder die Temperatur, welche gleiche Menge von Wärmetheilchen in einerlei Zeit bewirkt, desto kleiner, ie grösser die Wassermasse ist, dass also der specifische Zufluss von Wärmetheilchen durch Vergrösserung der Wasserhöhe vermindert wird; fürs dritte wird die Fläche, welche hier eigentlich die Ausflussöffnung

bildet,

bildet, durch welche das Wasser nach allen Seiten, wo die äusere Temperatur schwächer ist, Wärmetheilchen absetzt, durch Vergrößerung der Wasserhöhe an den Seiten vergrößert.

Bei Verminderung der Wasserhöhe wird also das Wasser nicht nur bei einer geringern Menge von Wärmetheilen des Siedens fähig, sondern es wird auch dadurch der specifische Zufluß von Wärmetheilen vergrößert, und der Ausfluß von Wärmetheilen aus dem Wasser vermindert.

Diese drei Umstände zusammengenommen, können also den Erfolg haben, daß Wasser in einem Gefäß, welches bei einer bestimmten Feuerquelle nicht siedend wird, durch Verminderung seiner Tiefe des Siedens fähig wird.

§. 163.

Hieraus folgt die wichtige Regel: man soll, um eine bestimmte Wassermenge mit der geringst möglichen Menge von Brennmaterialien zu verdämpfen, dem Wasser eine so geringe Tiefe im Gefäß geben, als andere Umstände es verstatten.

Ueberhaupt läßt sich aber in der Ausübung im Großen, die auf dem Boden des Gefäßes, z. B. auf dem Boden einer großen Salzpfanne wirkende Feuerquelle nicht für alle Stellen des Bodens als gleich groß oder gleich stark ansehen.

Unmit-

Unmittelbar über dem Heerd der Brennmaterialien ist die Feuerquelle am wirksamsten; weiter davon nach hinten zu sind der Feuertheile im Ofen immer weniger, und bei sehr großen Pfannen kommt daher das Wasser an den hintern Seitenwänden viel später zum Sieden, als über über dem Heerd, und oft gar nicht. Kommt es an entferntern Gegenden bei sehr langen Pfannen zum Sieden, so ist hierzu theils übermäßiger Aufwand von Brennmaterialien, theils der Umstand behülflich, daß sich nicht nur die Temperatur des über dem Heerd siedenden Wassers nach den kälteren Stellen fortpflanzt (wodurch allein aber kein Sieden bewirkt werden kann §. 161.), sondern auch die siedenden Wassertheilchen selbsten unaufhörlich zur Seite geworfen werden. Daß aber sowohl der gänzliche Mangel des Siedens, welches an manchen Stellen niemalen eintritt, als die beständige Vermischung siedender Wassertheile mit minder warmen der Abdämpfung sehr hinderlich ist, und daher der Aufwand von Brennmaterialien auf solche Weise vergrößert wird, erhellet aus §. 159. u. f.

Hieraus ergiebt sich die andere Regel: Man soll Pfannen von beträchtlicher Länge nicht durchaus gleich tief machen, sondern nach hinten zu den Boden ansteigen lassen, so daß die Pfanne einem von einem rechtwinklichten Parallelepipedum schief abgeschnittenen Stück gleich sieht, dessen oberer Rand durchaus in einer horizontalen Ebene liegt.

§. 164.

Es läßt sich auch aus dem Bisherigen leicht übersehen, daß es für die Länge der Pfannen ein gewisses Maximum geben müsse, wobei die Verdämpfung einer bestimmten Wassermenge mit dem geringsten Aufwand von Brennmaterialien geschehen kann.

Setzt man nämlich dem Vorhergehenden gemäß fest, daß das Wasser an der tiefsten Stelle nicht über 12 Zoll hoch stehen soll, so hat diese Bestimmung schon die Folge, daß die auf dem Heerd brennende Menge von Materialien gleichfalls in bestimmte Grenzen eingeschlossen ist. Man darf nämlich nicht mehr unterlegen, als grade nöthig ist, um den über dem Heerd stehenden Theil der Wassermasse im Sieden zu erhalten. Und dieser Umstand setzt nun der Länge der Pfanne ihre bestimmte Grenzen.

Das Feuer setzt nämlich bei seinem Durchzug im Ofen d. h. im Raum unter der Pfanne überall Wärmetheilchen ab, und so wird die Temperatur im Ofen nach hinten zu immer kleiner, und man muß selbst die Anstalten so machen, daß auf solche Weise das Feuer nach und nach seine Wärmetheile im Ofen so weit absetzt, daß die am Ende des Ofens abziehenden Wärmetheile nicht mehr als merkliche Verlust angesehen werden können.

Zugleich soll das Wasser in der ganzen Pfanne siedend erhalten werden, also durchaus die Temperatur von etwa 80 Gr. Reaum. haben (die bei siedender Soole auch wohl auf 86 Gr. steigen kann).

Hier:

Hieraus folgt, daß die Temperatur der Ofenwärme am Ende des Ofens beim Eintritt in den Abzugskanal gleichfalls nach der Temperatur des siedenden Wassers (oder der siedenden Soole) gleich seyn müsse. Wäre sie größer, so zieht Wärmematerie ab, welche noch auf das siedende Wasser hätte wirken können, es würde also nicht alle Wärme benutzt, die man benutzen könnte.

Wäre die Temperatur am Ende des Ofens geringer, als die des siedenden Wassers, so könnte diese Ofenwärme von der Stelle an, wo sie geringer wäre, nicht mehr auf die Pfanne wirken. Vielmehr müßte das siedende Wasser von dieser Stelle an, vermög seiner höheren Temperatur, Wärmetheile unterhalb in den Ofenraum absetzen, die nun unbenutzt abzögen.

Es müssen also beide Zwecke zugleich erreicht werden können, nicht nur, daß das Wasser durchaus siedend erhalten wird, sondern daß auch der Ofenraum am Ende beim Eintritt in den Abzugskanal grade die Temperatur des siedenden Wassers hat.

Das letztere könnte nicht erhalten werden, wenn die Pfanne zu kurz wäre, und weder das erstere noch das letztere, wenn sie zu lang wäre.

§. 165.

Wenn man eine Pfanne 70 Fuß lang macht (Rhl.) und dem Feuer weiter keine Hindernisse ent-

gegensetzt, auch dabei das Profil der Wassermasse in der Pfanne nach der Länge einem Dreieck gleicht, dessen Spitze am Ende der Pfanne liegt, und dessen Grundlinie 12 Zoll beträgt, die dann die Wassertiefe am Anfang der Pfanne vorstellt, so wird man es bei gehöriger Regierung des Feuers immer in seiner Gewalt haben, während dem Abdämpfen, auch bei abnehmender Wassertiefe, beide Zwecke zugleich zu erreichen. Aber der Umstand, daß der Pfannenboden am Ende sehr bald trocken stehen würde, und daß insbesondere bei Soole andere bekannte übele Folgen (z. B. zu schnelles Anschießen schmutzigen Salzes, Anbrennen eines Pfannensteins u. d. g.) hieraus entstehen würden, verstattet diese Einrichtung nicht.

Ich würde daher rathen, eine Rektangel zu zeichnen, dessen Grundlinie 70 Fus lang und Höhe 15 Zoll wäre.

Jetzt ziehe man die Diagonale dieses Rektangels, und ziehe etwa 32 bis 36 Fus weit von der 15 Zoll hohen Seite parallel mit ihr eine grade Linie von der obern Seite herab auf die Diagonale, so erhält man ein Trapez, dessen Grundlinie das abgeschnittene Stück der Diagonale ist. Nimmt man dieses Trapez für das Längenprofil der Pfanne an, so lassen sich beide im vor. §. erwähnte Zwecke bei gehöriger Regierung des Feuers allemal erreichen, wenn man nur jetzt wegen der Abkürzung des Ofens dem schnellern Abzug der Wärme durch einige Scheidemäus

gemäuerchen Hindernisse entgegensetzt. In dem iezt unter der Presse befindlichen 5ten Theil meiner Anleit. zur Salzwerkskunde habe ich diese Einrichtung mit einigen beigefügten Zeichnungen näher erläutert, daher ich mich hier nicht weiter dabei aufhalte.

§. 166.

Nachstehende Aufgabe drang sich mir in der Ausübung auf:

Wie wird die Ausdämpfung aus einer Pfanne mit Wasser von Minute zu Minute sich verhalten, wenn es anfangs siedend gemacht worden, nachher aber einen beständigen Zufluß kalten Wassers, und einen so starken Abfluß leidet, daß die Pfanne bei beständig gleicher Feuerung immer gleichvoll bleibt? Eigentlich muß in ieder Minute etwas mehr zufließen, als wirklich abfliest, wenn die Pfanne gleich voll bleiben soll, weil die Abdämpfung gleichfalls die Wassermenge in der Pfanne vermindert.

Man muß also den dem Zufluß gleichen Abfluß so verstehen, daß darunter die Abdämpfung mit begriffen ist.

Ich will nun zuerst einen besondern Fall vornehmen. Z. B. man hat eine 400 Kub. Fus haltende Pfanne, deren Boden etwa 300 Quadratfus hält, woraus in ieder Minute 20 Kub. Fus abfließen sollen, die aber beständig wieder ersezt werden;

das Wasser nehme ich zuerst siedend an, daß sein Wärmegrad in der 1sten Minute des Ablaufs auf 212 Gr. Fahr. gesetzt werden kann. Den Wärmegrad des in die Pfanne beständig wieder zufließenden Wassers will ich auf 68 Gr. setzen.

Nun fragt man, wie die Wärme des Wassers in der Pfanne von Minute zu Minute abnehmen werde?

Auflös. 1. Nach angestellten Probesiedungen nehme ich an, daß bei einem Widerstand von 14 bis 15 Zollen 400 Kub. Fus Wasser in der Pfanne in 100 Minuten zu 212 Gr. Wärme gelangen. Hiernach kommt also, über einer Grundfläche von 320 Quadr. Fusen, eine $\frac{4}{320} = 0{,}0125$ Fuß hohe Wasserschichte, wenn die Schichten zusammengenommen 14 bis 15 Zoll hoch sind, in 1 Minute zum Sieden, oder, die Fläche in Fusen = z gesetzt, eine Wassermasse = 0,0125 . Z.

2. Nun sehe ich die Sache so an, als ob in 1 Minute 16 Kub. Fus Wasser von 68 Gr. und 4 Kub. Fus von 212 Gr. zuflössen. Diese Mischung erhält eine mittlere Temperatur von

$$\frac{16 \cdot 68 + 4 \cdot 212}{16 + 4} = 96{,}8 \text{ Gr.}$$

3. Die Mischung dieser 20 Kub. F. von 96,8 Gr. mit 400 — 20 oder 380 Kub. F. von x Graden, giebt eine Mischung von

20

$$\frac{20 \cdot 96{,}8 \text{ Gr.} + 380 \cdot x \text{ Gr.}}{20 + 380} = 4{,}84^\circ + 0{,}95\,^\circ$$

4. Nun ist in der 1sten Minute $x = 212$ Gr. also in der 2ten der Wärmegrad des Wassers in der Pfanne 206,24 Gr. Setzt man nun aufs Neue $x = 206{,}24$; so findet sich für die dritte Minute der Wärmegrad 200,77; Diesen wieder statt x gesetzt, giebt für die 4te Minut. 195,57 Gr. Ueberhaupt für die τte Minute den Wärmegrad

$$(1 + 0{,}95 + 0{,}95^2 + 0{,}95^3 \dots + 0{,}95^{\tau - 1}) \cdot 4{,}84 + 0{,}95^\tau \cdot 212$$
$$= 96{,}8 + 115{,}2 \cdot 0{,}95^\tau \quad (\delta.$$

5. Ex. Die Wärme des Wassers in der Pfanne nach Verlauf einer Stunde zu finden.

Man setze hier

$\tau = 60$; so ist $\log (115{,}2 \cdot 0{,}95^{60}) =$
$2{,}0614525 - 1{,}3365840 = 0{,}7248685$

und die zugehörige Zahl $= 5{,}30$; also der gesuchte Wärmegrad $=$

$$96{,}8 + 5{,}3 = 102{,}1 \text{ Grad}$$

Soviel erhellet, daß nach einigen Stunden die Größe $115{,}2 \cdot 0{,}95^\tau$ schon unmerklich klein wird, und die Wärme des Wassers alsdann in den Beharrungsstand kommt, in welchem sie allemal zu 97 Gr. angenommen werden kann.

das Wasser nehme ich zuerst siedend an, daß also sein Wärmegrad in der 1sten Minute des Ablaufens auf 212 Gr. Fahr. gesetzt werden kann. Den Wärmegrad des in die Pfanne beständig wieder zufließenden Wassers will ich auf 68 Gr. setzen.

Nun fragt man, wie die Wärme des Wassers in der Pfanne von Minute zu Minute abnehmen werde?

Auflös. 1. Nach angestellten Probesiedungen nehme ich an, daß bei einem Widerstand von 14 bis 15 Zollen 400 Kub. Fus Wasser in der Pfanne in 100 Minuten zu 212 Gr. Wärme gelangen. Hiernach kommt also, über einer Grundfläche von 320 Quadr. Fusen, eine $\frac{4}{320} = 0{,}0125$ Fuß hohe Wasserschichte, wenn die Schichten zusammengenommen 14 bis 15 Zoll hoch sind, in 1 Minute zum Sieden, oder, die Fläche in Fusen $= z$ gesetzt, eine Wassermasse $= 0{,}0125 \,.\, Z$.

2. Nun sehe ich die Sache so an, als ob in 1 Minute 16 Kub. Fus Wasser von 68 Gr. und 4 Kub. Fus von 212 Gr. zuflössen. Diese Mischung erhält eine mittlere Temperatur von

$$\frac{16 \,.\, 68 + 4 \,.\, 212}{16 + 4} = 96{,}8 \text{ Gr.}$$

3. Die Mischung dieser 20 Kub. F. von 96,8 Gr. mit 400 — 20 oder 380 Kub. F. von x Graden, giebt eine Mischung von

$$\frac{20 \cdot 96{,}8\ \text{Gr.} + 380 \cdot x\ \text{Gr.}}{20 + 380} = 4{,}84^\circ + 0{,}95\ x^\circ$$

4. Nun ist in der 1sten Minute $x = 212$ Gr. also in der 2ten der Wärmegrad des Wassers in der Pfanne 206,24 Gr. Setzt man nun aufs Neue $x = 206{,}24$; so findet sich für die dritte Minute der Wärmegrad 200,77; Diesen wieder statt x gesetzt, giebt für die 4te Minut. 195,57 Gr. Ueberhaupt für die τte Minute den Wärmegrad

$$(1 + 0{,}95 + 0{,}95^2 + 0{,}95^3 \ldots + 0{,}95^{\tau - 1})$$

$$\cdot 4{,}84 + 0{,}95^{\tau} \cdot 212$$

$$= 96{,}8 + 115{,}2 \cdot 0{,}95^{\tau}\ \text{(δ.}$$

5. Ex. Die Wärme des Wassers in der Pfanne nach Verlauf einer Stunde zu finden.

Man setze hier

$\tau = 60$; so ist $\log (115{,}2 \cdot 0{,}95^{60}) =$
$2{,}0614525 - 1{,}3365840 = 0{,}7248685$

und die zugehörige Zahl $= 5{,}30$; also der gesuchte Wärmegrad $=$

$$96{,}8 + 5{,}3 = 102{,}1\ \text{Grad}$$

Soviel erhellet, daß nach einigen Stunden die Größe $115{,}2 \cdot 0{,}95^{\tau}$ schon unmerklich klein wird, und die Wärme des Wassers alsdann in den Beharrungsstand kommt, in welchem sie allemal zu 97 Gr. angenommen werden kann.

6. Allgemeiner ließe sich nun die Auflösung so abfassen:

Die Pfanne soll p Kub. F. halten, und ihr Ab- und Zufluß in 1 Min. a Kub. F. betragen, so verhält sich die Sache so, als wenn der Pfanne beständig eine Mischung von 4 Kub. F. zu 212 Gr. und a — 4 Kub. F. zu 68 Gr. warmen Wassers zuflöße, woraus dann der mittlere Wärmegrad

$$\frac{(a - 4) \cdot 68 + 4 \cdot 212}{a} = 68 + \frac{576}{a}$$

entsteht.

7. Die Mischung dieser a Kub. F. von

$$68 + \frac{576}{a} \text{ Gr.}$$

mit p — a K. F. von x Gr. giebt in der Pfanne eine Mischung von

$$\frac{a \cdot \left(68 + \frac{576}{a}\right) + (p - a) \cdot x}{p} \text{ Grade}$$

$$= \frac{68 \cdot a}{p} + \frac{576}{p} + \left(1 - \frac{a}{p}\right) \cdot x \text{ Gr.}$$

8. Hieraus ergiebt sich nun auf die Art, wie im obigen besondern Fall der Wärmegrad des Wassers in der Pfanne am Ende der rten Minute =

(1 +

$$\left\{1 + \left(1 - \frac{a}{p}\right) + \left(1 - \frac{a}{p}\right)^2 + \left(1 - \frac{a}{p}\right)^3 \right.$$

$$\left. \ldots + \left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau - 1}\right\} \cdot \frac{68 \cdot a + 576}{p}$$

$$+ \left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau} \cdot 212$$

$$= \left(1 - \left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau}\right) \cdot \left(68 + \frac{576}{a}\right) + 212 \cdot \left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau}$$

$$= 68 + \frac{576}{a} + \left(212 - \left(68 + \frac{576}{a}\right)\right) \cdot \left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau}$$

$$= 68 + \frac{576}{a} + \left(144 - \frac{576}{a}\right) \cdot \left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau}$$

9. Ex. Es sei $p = 500$, $a = 5$, man sucht den Wärmegrad des Wassers in der Pfanne nach Verlauf einer Stunde.

Hier ist

$$\tau = 60, \text{ alſo } \left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau} = \left(1 - \frac{1}{100}\right)^{60}$$

$$= 0{,}99^{60}$$

Ferner

$$144 - \frac{576}{a} = 28{,}8$$

Nun iſt logbr. $28{,}8 \cdot 0{,}99^{60} = 1{,}4332037$; und die hierzu gehörige Zahl $= 27{,}12$; alſo der geſuchte Wärmegrad $=$

$$68 + \frac{576}{5} + 27{,}12 = 210{,}32 \text{ Gr.}$$

Nach einigen Tagen wird τ ſo groß, daß

$$\left(1 - \frac{a}{p}\right)^{\tau} = 0$$

geſetzt werden kann, und die Wärme des Waſſers in den Beharrungsſtand tritt.

In dieſem Beharrungsſtand bleibt nun der Wärmegrad allemal

$$= 68 + \frac{576}{a}$$

alſo hier

$$= 68 + \frac{576}{5} = 183{,}2$$

§. 167.

§. 167.

Wenn beständig soviel Wasser zufliessen soll als abfliest, so ist a blos die in ieder Minute abdämpfende Wassermenge.

Beiläufig dämpft von 212 Gr. warmen Wasser stündlich 0.0804 Rhl. Fus ab. Heist die abdämpfende Oberfläche in Quad. Fusen Z, so ist hiernach bei 212 Gr. Fahr.

Die Menge des in 1 Min. verdämpfenden Wassers $= 0{,}00134 \cdot Z$

Wenn aber a K. Fuse von 68 Gr. in 1 Min. zufliesen und eben soviel durch die Dämpfe wieder abziehen soll, so sehe ich iezt die Sache so an, als wenn am Anfang einer ieden Minute das zufliesende Wasser die Temperatur 68 Gr., und am Ende derselben die von 212 Gr. also im Mittel die von 140 Gr. hätte. Es ist also eben so gut, als ob man beständig eine Mischung von a K. Fusen zu 140 Gr. mit p — a K. Fusen zu 212 Gr. hätte, und die Temperatur dieser Mischung ist

$$\frac{a \cdot 140 + (p - a) \cdot 212}{p}$$

Hier kann man nun

$$a = 0{,}00134 \cdot Z$$

setzen; setzt man

$$p = b \cdot Z$$

so

so ist die Temperatur der Mischung

$$\frac{0,00134 \cdot 140 + (b - 0,00134) \cdot 212}{b}$$

Es sei z. B. b = 1 Fus, so ist die Temperatur = 211,9 Gr. Man sieht, daß die Temperatur, wenn nur soviel Wasser zuflieſt, als beständig abdämpft, von der des siedenden Wassers so gut als gar nicht verschieden ist.

Dieses erhellet aus folgender Betrachtung noch mehr.

Die Menge des in 1 Min. ins Sieden kommenden Wassers ist (§. 166. no. 1) wenigstens beiläufig = 0,0125 . Z; ich habe aber für die Wassermenge 0,00134 . Z eine Minute angenommen, um sie ins Sieden zu bringen. Demnach ist die mittlere Temperatur gewiß noch grösser, als sie hier gefunden worden ist.

§. 168.

Man kann also ohne Fehler annehmen, daß siedendes Wasser von 212 Gr. beständig siedend bleibt, wenn man nur soviel temperirtes Wasser zuſließen läßt, daß der Wasserspiegel immer auf einerlei Höhe erhalten wird.

Läßt man hingegen den Wasserspiegel durch die Abdämpfung beträchtlich sinken, z. B. um die Hälfte seines anfänglichen Wasserstandes, und nun durch schnellen Zufluß kalten Wassers das Gefäß in kurzer Zeit wieder anfüllen, so würde die Temperatur be-

trächt-

trächtlich fallen, z. B. auf 180 Gr., da dann die Verdämpfung beiläufig nur noch halb so stark als beim siedenden Wasser wäre. Die Verdämpfung müßte also nach und nach bis zum vollendeten Zufluß beständig abnehmen, und könnte nach vollendetem Zufluß erst nach und nach wieder bis zu ihrer ersten Stärke steigen.

Es ist also für alle Siedereien, wo es auf Beschleunigung der Abdämpfung ankommt, und wobei die erste Wassermenge im Gefäß durch fernern Zufluß noch vergrößert werden muß, eine wichtige Regel, dieses weiter erforderliche Wasser in so geringer Menge einzulassen, daß dadurch der Wasserspiegel auf einerlei Höhe erhalten wird.

§. 169.

Wenn überhaupt über einer Bodenfläche Z in einem prismatischen oder gleichweiten Gefäß eine Wasserhöhe b siedend verlangt wird, so ist es eine Hauptfolge aus dem Bisherigen, daß die Temperatur in jedem Augenblick so wenig als möglich von der des Siedens verschieden seyn solle, weil mittlere Temperatur bei weitem nicht auch mittlere Abdämpfung giebt.

Es wäre also vortheilhaft, die zum Einlassen bestimmte Wassermenge nach einem solchen Gesetz einzulassen, daß während dem Einlassen die höchstmögliche Temperatur beständig beibehalten wird.

Ich will annehmen, anfangs werde eine gewisse Wassermenge M eingelassen, um den ganzen Boden gehörig zu bedecken, daß solcher vom Feuer weniger Schaden leide. Die gesammte Wassermenge, welche eingelassen werden soll, heise K; es muß also iezt noch K — M eingelassen werden. Dieser Einlaß soll in der Zeit t geschehen, und der noch vorhandene Raum im Gefäß b Fus hoch davon angefüllt werden, oder der Spiegel in der Zeit t noch b Fus hoch steigen. Wird das Wasser beständig siedend erhalten, so beträgt die Abdämpfung in der Zeit t d. h. in t Minuten.

$$0{,}00134 \cdot t \cdot Z$$

Es muß also

$$K - M - 0{,}00134 \cdot t \cdot Z = b \cdot Z$$

seyn, wenigstens beiläufig; demnach

$$t = \frac{K - M - b \cdot Z}{0{,}00134 \cdot Z}$$

Heist die Wassermenge, welche in ieder Minute zufließen muß, N, so hat man nunmehr

$$N = \frac{K - M}{t} = \frac{0{,}00134 \cdot Z \cdot (K - M)}{K - M - b \cdot Z},$$

Aber das Wasser kann iezt nicht siedend bleiben, weil $N > 0{,}00134 \cdot Z$ ist; die Zahl 0,00134 muß also korrigirt, nämlich vermindert werden.

Ich nehme zu dem Ende an, die Verschwächung der Temperatur verhalte sich im Mittel so, als

als wenn die Wassermenge $\frac{1}{2}$ K schon siedend wäre. Betrüge nun in diesem Zustand der Zufluß in der nächsten Minute

$$\frac{0{,}00134 \,.\, Z \,.\, (K - M)}{K - M - b \,.\, Z}$$

so entstünde hieraus eine mittlere Temperatur =

$$\frac{\frac{1}{2} K \,.\, 212 \text{ Gr.} + \frac{0{,}00134 \,.\, Z \,.\, (K - M)}{K - M - b \,.\, Z} \,.\, 68°}{\frac{1}{2} K + \frac{0{,}00134 \,.\, Z \,.\, (K - M)}{K - M - b \,.\, Z}}$$

woraus sich nach (§. 158.) die Abdämpfung in Linien auf 24 Stunden beiläufig ergäbe; diese Abdämpfung mit 24 . 60 . 144 dividirt, giebt die Abdämpfung, so genau es hier nöthig ist, in Fusen auf eine einzele Minute. Die so gefundene Zahl = α gesetzt, und statt 0,00134 gebraucht, giebt

$$N = \frac{\alpha \,.\, Z \,.\, (K - M)}{K - M - b \,.\, Z}$$

§. 170.

Ich habe mit vorstehender Berechnung nur ein Mittel an die Hand geben wollen, sich dem, was man verlangt, durch einen vorläufigen Ueberschlag nur einigermaßen nähern zu können. In der Ausübung läßt sich leicht ab- und zuthun, aber man muß doch wissen, worauf man dabei zu achten hat.

Es

Es ist hierbei eine völlig genaue Berechnung weder möglich noch nöthig. Man geht aber in vielen Salzsiedereien von solchen Näherungen, wie überhaupt von sehr vielen pyrometrischen Gesetzen, zu weit ab, besonders wo die gemeinen Sieder die eigentlichen Gesetzgeber bei den Siedereien sind. Nimmt man alle bisher bemerkten Vortheile, die man sich bei Siedereien zu Nutz machen kann, zusammen, so ergiebt sich doch in der Summe ein sehr bemerkbares Ganzes, das auf Salzwerken, wo man für 10 = 20 = 30 = 40 = 50 = 60 tausend Gulden Brennmaterialien jährlich braucht, allerdings von Wichtigkeit ist. Wie sehr sträubt sich nicht alles, wenn ein dürftiger Salinenofficiant nur 50 Gulden Zulage verlangt?

§. 171.

Ich kann mich nicht enthalten, zum Beschluß dieses Kapitels noch einer Siedart zu gedenken, wozu mir Zieglers Versuche mit Wassertropfen Anlaß geben.

Ziegler ließ nämlich Wasser nur tropfenweis auf Platten von sehr verschiedenen Temperaturen fallen. Auf einer Platte, die zu 300 Gr. Fahr. erwärmt war, verdämpfte ieder Tropfen in 1 Sekunde. Leidenfrost fand eben das schon auf einer nur zu 212 Gr. erwärmten Platte, aber ohne Zweifel mit kleinern Tropfen. Ich will hier, um für den Effekt nicht zu vortheilhaft zu rechnen, bei dem Zieglerschen Satze stehen bleiben.

Ich

Ich vermisse bei diesen Versuchen, daß von der Ausbreitung der Tropfen gar nichts gesagt worden ist, die doch in Rücksicht auf Anwendung dabei sehr wichtig ist. Sie konnte bei der schnellen Verdämpfung nicht sehr beträchtlich seyn. Doch will ich auch hier zum Nachtheil des Effekts annehmen, Zieglers Tropfen sollen nur eine Kubiklinie (Rhl.) gehalten, und sich auf der Platte über eine Grundfläche von 60 Quadr. Linien ausgebreitet haben, so verdämpfte dennoch in 1 Sek. eine Wasserschichte zu $\frac{1}{60}$ Linie hoch, also in 1 Min. eine Schichte zu 1 Linie hoch, welches auf eine Stunde 5 Zolle und in 24 Stunden 10 Fus in der Höhe beträgt.

Man gedenke sich nun eine nur 6 Fus lange etwa 18 Fus breite Pfanne; der Heerd soll hinter der Pfanne allmälig steigen, und über solchen ein bloser Pfannenboden schief aufwärts gehen, für welchen die Pfanne das ist, was für ein Dach eine darunter angelegte Rinne zum Auffangen des Regens ist, nur daß der Hauptheerd unter dieser Pfanne angebracht ist, also die von der schiefen Ebene in diese Pfanne herabfliesende Soole darin der Hauptfeuerskraft ausgesetzt ist.

Hinter der schiefen Ebene, die aus eisernen Platten zusammengesetzt ist, gedenke man sich wieder eine Pfanne parallel mit der erstern, nur daß sie etwa 1 Fus höher liegt, als der höchste Stand der schiefen Ebene, und daß sie nahe über dem Boden mit Röhrchen, die an ihrem Ende aufwärts

gebogen und mit durchlöcherten Platten verse-
hen sind.

Die Soole springt nun aus der obern schmalen
Pfanne durch diese Röhrchen aufwärts, und fällt
wie ein Regen auf die erhitzten Platten herab, über
die sie abdämpfend herabfließt, und sich in der un-
tern Pfanne sammelt, aus welcher eine nahe über
dem Boden angebrachte Röhre die Soole in eine
andere benachbarte Pfanne abführt. Die schiefe
Ebene würde nach den Zieglerschen Versuchen, wie
es auch den oben vorgetragenen Grundsätzen gemäß
ist, viermal soviel leisten, als eine Pfanne von ge-
wöhnlicher Art, deren Boden so groß, als die schie-
fe Fläche wäre.

Wenn es nun gleich in der Ausübung seine
große Schwierigkeit haben würde, die Soole längst
der ganzen Fläche nach allen Seiten hinlänglich zu
verbreiten, so ließe sich doch vielleicht dadurch hel-
fen, daß man queer über diese Fläche unmittelbar auf
die Platten parallel mit beiden Pfannen einige Röh-
ren legte, die an beiden Enden verschlossen, und
dagegen mit einigen Springstöckchen versehen wären,
und mit der Soole in der obern Pfanne kommu-
nicirten.

So könnte also die schiefe Fläche, wo nicht das
Vierfache doch vielleicht das Doppelte leisten. Doch
bin ich weit entfernt, auch nur dieses zu verspre-
chen. Inzwischen würde die Ersparung immer noch
sehr bedeutend seyn, wenn auch nur ein Drittheil

bei

bei gleichem Holzaufwand mehr als bei sonst gewöhnlichen Siedearten mehr verdämpft würde. Ob meine Vermuthung dem Erfolg entspreche, und ob auch noch andere dabei zu erwartende Schwierigkeiten in der Ausübung völlig gehoben werden können, das müßte blos durch wirkliche Proben entschieden werden.

Achtes Kapitel.

Vom Feuer und dem Brennen.

§. 172.

Ueberall wo Feuer ist, wo Wärmestoff mit Brennen entwickelt wird, bemerkt man zugleich Licht. Man ist also genöthiget, das Licht als unzertrennlich vom Feuer, d. h. als einen beim Feuer immer gegenwärtigen Stoff zu betrachten. Ob aber der Lichtstoff erst bei einer gewissen Temperatur der Körper mit dem Wärmestoff in Verbindung tritt, so daß er bei solcher stärker mit dem Wärmestoff als mit den Theilchen des Körpers zusammenhängt; oder ob bei jeder Temperatur Wärmestoff mit dem Lichtstoff verbunden ist, nur daß er erst bei einer gewissen Temperatur merkbar wird und auf das Auge wirkt? Darüber läßt sich nicht entscheiden. Nach

Hrn. de Lüc wäre der Wärmestoff selbsten nichts anders, als Lichtmaterie in Verbindung mit einem noch unbekannten Stoff, und das Leuchten des Feuers wäre blos Erfolg, von der bei allzugroßer Dichtigkeit des abgesetzten Wärmestoffs frei gewordenen Lichtmaterie. Das große Ansehen dieses Naturforschers macht jede seiner Hypothesen wichtig, wenn sie auch nur Hypothese ist. Licht- und Wärmestoff spielen überhaupt die wichtigste Rolle in der Natur, die sich derselben zu unendlichen Umwandlungen, Zerstöhrungen neuer Zusammensetzungen, Belebung, Wachsthum u. d. g. bedient.

§. 173.

Inzwischen sind Licht- und Wärmestoff allein nicht hinlänglich, einen Körper zum Brennen zu bringen, Feuer zu erregen. Die Erfahrung lehrt, daß im luftleeren Raum kein Körper brennt, und daß in einem mit Luft angefüllten Raum, der gegen die äusere Luft völlig verschlossen ist, nur eine bestimmte Menge von Materie von bestimmter Art verbrennen kann, die der Menge und der eingeschlossenen Luft angemessen ist. Es ist daher eine sehr alte Erfahrung, daß zum Brennen eines Körpers der Zutritt der Luft erforderlich ist; aber in wiefern die Luft hierzu nöthig ist, und wie sie dabei mitwirkt, dieses ist erst seit den neuern Untersuchungen über die verschiedenen Bestandtheile der atmosphärischen Luft in ein helleres Licht gesetzt worden.

§. 174.

§. 174.

Die grössten Naturforscher sind über die Erscheinung des Verbrennens nur in zwo Meinungen getheilt, nach denen man sie entweder unter die Phlogistiker oder unter die Antiphlogistiker zählt. Ein Hauptvertheidiger des phlogistischen Systems ist Hr. Prof. **Gren** in Halle, dem Europa schon längstens in der Reihe der vollwichtigen Naturforscher und Chemiker eine der ersten Stellen eingeräumt hat, und schon deswegen kann man überzeugt seyn, daß das phlogistische System wenigstens sehr wichtige Gründe für sich haben muß.

Den Stoff, vermög dessen Körper brennen oder des Brennens fähig sind, nennt Hr. Gren, nach **Stahl**, einen sehr würdigen Vorgänger, **Phlogiston** oder **Brennstoff**, den er als einen aus Licht- und Wärmestoff zusammengesetzten Stoff ansieht, der in den entzündlichen Körpern gebunden, oder seiner Expansivkraft beraubt, vorhanden sei, und dessen Verwandtschaft mit den Theilen eines entzündlichen Körpers desto schwächer werde, je höher die Temperatur des Körpers steige. Die Verwandtschaft dieses Brennstoffs gegen die Theilchen des Körpers werde bei zunehmender Temperatur des Körpers endlich aufgehoben, aber, nach der Erfahrung, nur unter der Bedingung, daß die respirable Luft durch ihre Anziehung gegen den Brennstoff zu dieser Aufhebung behülflich sey. Der Brennstoff werde also hierdurch endlich völlig frei. Der

Körper stehe mit diesem befreiten Feuer in der nächsten Berührung, weil solches nicht sogleich wieder von der Luft gebunden werden könne, und die Expansivkraft der freien Feuertheile trenne alle Theile des Körpers auf diese Weise in allen seinen Zusammenhangspunkten auf die gewaltsamste Weise, und diese würden nun bis auf die Theile, die sich vermög ihres Gewichts an ihrer Stelle erhalten können, selbsten mit fortgeführt, theils in der Luft zerstreut, theils weiter verwandelt.

Die einmal entzündeten Theilchen des Körpers theilen den nächst anliegenden ihre hohe Temperatur mit, neuer Zutritt von respirabler Luft erhalte also wieder das Vermögen, den Brennstoff aus diesen anliegenden Theilchen mit Heftigkeit an sich zu ziehen, und so wieder neues Feuer zum Vorschein zu bringen, und so daure also das Brennen so lange fort, als noch respirable Luft Zutritt zu dem brennenden Körper habe.

Sei der brennende Körper in einen gegen die äusere Luft verschlossenen Raum eingesperrt, so werde die eingesperrte Luft durch ihre Vereinigung mit dem aufgenommenen Brennstoff nach und nach in Stickgas verwandelt, und es werde der respirablen Luft immer weniger, es könne also immer weniger Brennstoff frei gemacht werden, bis auf solche Weise, nachdem alle eingesperrte Luft in Stickgas verwandelt sei, die fernere Entwickelung

von

von Brennstoff aus dem Körper verhindert werde, also das Brennen aufhöre.

So gäben also nur die entzündlichen Körper selbsten den Brennstoff her, nicht die Luft, diese sei nur zur Befreiung behülflich, und da eine bestimmte Menge von Brennstoff nur eine bestimmte Menge von Luft in Stickgas verwandle, so folge, daß immer nur eine bestimmte Menge von Brennstoff von einer bestimmten Menge reiner Luft aufgenommen, also nur eine bestimmte Menge von Körpertheilchen in einer bestimmten Menge reiner Luft verbrennt werden könne. Je gröser also der in einer eingesperrten Luftmasse enthaltene Antheil von respirabler Luft sei, desto mehr Körpertheilchen könnten darinn verbrennen.

So erklärt Hr. Gren das Verbrennen der Körper.

§. 175.

Hr. Lavoisier, der grosse Heerführer der Antiphlogistiker, nimmt kein Phlogiston an. Beim Verbrennen ist ihm die respirable Luft nicht blos Bedingung, unter welcher die Wärme des Verbrennens aus dem entzündlichen Körper befreit wird, sondern die Luft ist ihm dabei die einzige Feuerquelle selbsten. Nicht der verbrennliche Körper, sondern die ihn berührende respirable Luft giebt die Feuertheile her.

Jede Luftart besteht nämlich aus einem eigenen Grundstoff als Basis und dem Wärmestoff und heist in ihrem elastischen Zustande Gas.

Die atmosphärische Luft ist aus drei Gasarten zusammengesetzt, 1) dem Sauerstoffgas, 2) dem Salpeterstoffgas, 3) dem Kohlengesäuerten Gas; die Verhältniß der Mischung ist dem Gewicht nach beiläufig

Sauerstoffgas = 0,27
Salpeterstoffgas = 0,72
Kohlengesäuertes Gas = 0,01

s. Hrn. Girtanners antiphlogistische Chemie S. 62. das Sauerstoffgas, der eigentlich respirable Theil der atmosphärischen Luft, ist nun Hrn. Lavoisier die Feuerquelle des Brennens.

Bei einer gewissen Temperatur des entzündlichen Körpers, ist die Verwandtschaft des Sauerstoffs gegen die in dieser Temperatur befindlichen Theile des Körpers größer, als gegen den Wärmestoff, der ihn zum Gas macht; es scheidet sich also im Sauerstoffgas der Sauerstoff von Wärmestoff, und tritt mit den erhitzten Körpertheilchen in Verbindung; der Wärmestoff, welchen er nun bei dieser Zersetzung fahren läßt, ist das Feuer des Verbrennens.

Das Brennen kann also nur so lange fortdauern, als Sauerstoffgas um den brennenden Körper

vorhan-

vorhanden ist, und in einem eingeschlossenen Raum kann aus diesem Grund nur eine bestimmte Menge von Feuertheilchen entwickelt werden, die also auch nur eine bestimmte Menge von Körpertheilchen verzehren können.

§. 176.

So weit erklärt sich das Verbrennen nach beiden Theorien, der phlogistischen und antiphlogistischen gleich gut. Es ist aber dabei noch folgender Hauptumstand zu erwägen. Wenn der der Wirkung des Brennens ausgesetzte Körper in verschlossenen Raum aus keinen flüchtigen Theilen besteht, so nimmt bei dem Proceß des Brennens sein Gewicht um eben so viel zu, als das Gewicht der eingesperrten Luft abnimmt.

Metallkalche sind daher beträchtlich schwerer, als die Metallstücke vor ihrer Verkalchung; Blei wird durchs Verkalchen um $\frac{1}{10}$ schwerer, oder sein Gewicht nimmt um $\frac{1}{10}$ zu.

Der Sauerstoff, welchen die eingeschlossene Luft enthält, beträgt allemahl so viel als die Zunahme des Gewichts von dem in Kalch verwandelten Metall.

Nach Hrn. Lavoisier ist die Erklärung dieses Erfolgs sehr leicht, denn nach ihm tritt der Sauerstoff in das Metall, und muß also seinem Gewicht gemäß das Gewicht des dadurch in Kalch verwandelten Metalls vergrößern.

 Nach

Nach Hrn. Gren wird das Metall dadurch in Kalch verwandelt, daß es bei dem Brennen seinen Brennstoff oder Phlogiston absetzt. Es verliehrt also an Masse und nimmt dennoch am Gewicht zu. Wer die phlogistische Theorie annehmen will, muß hier nothwendig dem Phlogiston eine der Schwere entgegengesetzte Kraft der Eigenschaft beilegen, so daß durch seine Entweichung das Gewicht eines Körpers vergrößert würde. In welche Verwickelungen man aber hierdurch geräth, und wie sehr man zugleich sonst allgemein anerkannten Naturgesetzen Gewalt anthun muß, ohne dennoch am Ende sich aus allen Verwickelungen herauswinden zu können, habe ich oben (§. 48. u. f. f.) schon gezeigt. Die meisten Naturforscher haben darum auch das Lavoisiersche Lehrgebäude angenommen, und ich überlasse meinem Leser die freie Wahl.

§. 177.

Man mag nun die eine oder die andere Erklärungsart annehmen, so erhellet aus ieder, daß eine bestimmte Menge von Brennmaterialien (entweder, nach Hrn. Gren, aus sich selbsten, oder nach Hrn. Lavoisier, aus der Luft) immer nur eine bestimmte Menge von Feuertheilen entwickeln kann, und daß es also eine leere Einbildung ist, wenn man durch Verstärkung des Luftzugs die Menge der Feuertheile bei gleichem Aufwand von Brennmaterialien vergrößern zu können glaubt. Luftzug befördert den

Wech-

Wechsel der zum Brennen untauglich gewordenen Luft, welche bei Verzehrung des Sauerstoffs zurückbleibt, befördert also die Geschwindigkeit des Verbrennens, so daß eine bestimmte Menge von Feuertheilen in kürzerer Zeit durch schnellere Berührung der erhitzten Körpertheilchen befreit werden kann; aber die Menge der Feuertheilchen, welche durch eine bestimmte Menge von Brennmaterialien überhaupt befreit oder entwickelt werden kann, bleibt immer die nämliche. Bei schnellerer oder stärkerer Entwickelung dauert nur diese Entwickelung desto kürzer. Es liegt also, im Allgemeinen, in der Verstärkung des Luftzugs in Rücksicht auf die Menge der gewonnenen Feuertheile eigentlich kein Vortheil. *)

Aber

*) Diese und manche schon vorher gemachte Bemerkungen stehen hier nicht zur Belehrung der Naturforscher. Wer mit sogenannten Praktikern umzugehen eben die Gelegenheit findet, die ich sehr oft gehabt habe, wird darunter Männer finden, welche sich nur äuserst oberflächliche Kenntnisse von dieser oder jener neuern Lehre erworben, und solche oft sogar nur aus gelegenheitlichen Erzählungen erlangt haben, und die nun hiervon zuweilen die lächerlichsten Anwendungen machen. Und um dieser willen habe ich in dieser Schrift manche Erinnerungen beigebracht, die Männern von gründlichen Kenntnissen freilich nicht erst gegeben werden dürften.

Aber aus einem andern Grund ist doch die Stärke des Luftzugs oder des Luftwechsels nicht gleichgültig.

Einmal werden viele Theilchen von den Brennmaterialien noch brennend in der Flamme davon geführt. Ist der Raum, den die Flamme durchstreicht, nicht mit hinlänglichem Sauerstoffgas umgeben, sondern mit zu vielem Stickgas angefüllt, so können diese fortgeführten Theilchen nicht vollends ausbrennen, verlassen also den Ofen, ohne alle die Feuertheile aus der atmosphärischen Luft, (oder, nach Hrn. Gren, aus sich selbsten) entwickelt zu haben; die sie hätten entwickeln können, wenn gehöriger Luftwechsel vorhanden gewesen wäre.

Fürs andere ist es in Rücksicht auf den Effekt, welcher durch das Feuer bewirkt werden soll, nicht gleichgültig, ob die nämliche Menge von Feuertheilchen mit doppelter Geschwindigkeit in 1 Stunde, oder mit der halben Geschwindigkeit in 2 Stunden entwickelt wird. Die obigen Lehren vom Verdämpfen des Wassers erläutern dieses hinlänglich, da mittlere Wärme bei weitem nicht mittlere Verdämpfung giebt.

Man muß also darauf sehen, daß man der geringstmöglichen Menge von Brennmaterialien, welche bei einem bestimmten Zweck gebraucht werden können, Luft genug zuführt, um die möglichst lebhafte Flamme zu erhalten, worin die gröberen Körpertheile

theilchen noch verzehrt werden, bevor sie den Raum, worin sie wirken sollen, verlassen.

Wenn schnelle Verdämpfung der Zweck ist, so dürfen der Brennmaterialien nur nicht weniger seyn, als hinlänglich ist, um das Wasser siedend zu erhalten.

Da aber der nicht mehr brennende Ueberrest von Rauch und Luft selbsten noch eine beträchtliche Menge von Wärmestoff enthält, und der erwähnte Zweck auch durch einen zu starken Luftzug erhalten werden könnte, so ist noch diese Regel dabei zu beobachten, daß der abziehende warme Stoff keinen merklichen Verlust ausmache. Ich habe schon im vor. Kapitel erwähnt, daß zu dieser Absicht, wo es auf Verdämpfung ankommt, die Ofenwärme beim Eintritt in den Abzugskanal auf 80 Gr. Reaum. oder allgemeiner bei der Siedhitze erhalten werden müsse. Es würde daher nicht undienlich seyn, gleich hinter der Pfanne in dem Abzugskanal ein kleines Blech mit einem Fallthürchen anzubringen, das nur eine Oeffnung bedeckte, in die man ein Thermometer stellen könnte.

Um den brennenden Rauch und den auch nicht mehr brennenden aber zur Benutzung noch hinlänglich erhitzten Stoff nicht zu schnell abziehen zu lassen, dienen die schon im vor. Kap. erwähnten Schiedsmäuerchen im Ofen, und selbst hinlängliche Länge der Pfannen.

§. 178.

§. 178.

Es ist zur Beförderung der Feuerungsökonomie noch eine Bemerkung übrig.

Da nämlich die Dämpfe so sehr vielen Wärmestoff an sich reissen, dessen Expansivkraft sie schwächen, so muß man in dem Raum, welcher für die Entwickelung der Feuertheile bestimmt ist, alle Feuchtigkeit zu vermeiden suchen. Es muß also den Brennmaterialien trockene Luft zugeführt werden.

Aus gleichem Grund sollen die Brennmaterialien nicht selbsten feucht seyn.

Diese Regel ist von Wichtigkeit. Ein Stück Eichenholz von 10 Kub. Zollen war feucht so schwer als Wasser; nach langer Austrocknung in einer warmen Stube betrug seine spec. Schwere nur noch $\frac{2}{3}$ von der des Wassers. Ich will nun annehmen, diese vertrockneten $3\frac{1}{3}$ Kub. Zoll Wasser sollen sämmtliche im Holz befindlich gewesene Feuchtigkeit ausmachen, so müssen 30 Kub. Fus von so feuchtem Holz schon aus sich selbsten 10 K. Fus Wasser in Dampf verwandeln; oder richtiger: diese 10 Kub. Fus Wasser müssen erst zum Sieden gebracht werden; dieses siedende Wasser konsumirt bei seiner Verwandlung in Dämpfe wieder eine Menge Wärmetheile, und nun ändern diese Dämpfe bei ihrem Durchgang durch die Flamme ihre Form zum andernmal; sie werden in einen luftförmigen Stoff verwandelt, und konsumiren also von neuem eine

beträcht-

beträchtliche Menge von Wärmestoff. Es ist also von Wichtigkeit, alle Brennmaterialien trocken auf den Heerd zu bringen.

§. 179.

Die Kenntniß der Verwandtschaft einer Materie gegen den Sauerstoff, muß blos aus der Erfahrung hergenommen werden. Der Königl. Preuß. Akad. d. W. verdankt man hierüber einige nun schon vor mehr als 30 Jahren angestellte Versuche. Die Resultate davon sind kurz folgende:

44 Kub. Fus Buchen, Eichen, Birken leisten so viel, als 51 K. Fus Fichten.

44 Kub. Fuß Erlenholz, leisten, was 50 Kub. Fuß Fichten.

9 Pfund Torf leisten soviel als 8 Pfund Buchen. Die letzte Angabe ist freilich sehr unbestimmt, und bezieht sich wohl auf guten sehr trockenen Torf.

In den Abh. d. Königl. Schwed. Ak. d. W. von 1753. 15 B. findet sich eine Abhandl. von Jac. Faggot, welche man auch in Hrn. Reuß phys. ökonom. Beobachtungen über die allgemeine vortheilhaftere Gewinnung und Benutzung des Torfs (Leipz. 1793) S. 113 — 121. findet. Nach den darin erzählten Versuchen betrug die Abdämpfung bei gleichem Gewicht von gebrauchtem Brennmaterial

Bei trockenem Büchenholz in 7 Stunden . . . 9 Pfd. Wasser

Bei

Bei trockenem Tannenholz in $4\frac{1}{2}$ St. 9 Pfd. Wasser
— etwas trock. Moostorf in 10 St. $5\frac{1}{2}$ Pfd. —
Dabei wogen 20 Kub. Zoll Tannenholz soviel als $17\frac{1}{2}$ Kub. Zoll Birkenholz, und so würden also hier-nach 44 K. Fus Birkenholz soviel als $\frac{20}{17\frac{1}{2}} \cdot 44$ oder 50,3 K. F. Tannenholz leisten, welches bei dem klei-nen Unterschied zwischen Tannen- und Fichtenholz genau genug mit den obigen akademischen Versuchen zusammenstimmt. Dem Gewicht nach leistet also das Fichten- und Tannenholz soviel, als das Bu-chen- Eichen- und Birkenholz, in Rücksicht auf die Abdämpfungsmenge.

Aber in Ansehung der Zeitersparung leistet das Fichten- und Tannenholz noch mehr, da es bei ei-nerlei Gewicht zu gleicher Abdämpfung nur $\frac{2}{3}$ so-viel Zeit nöthig hatte.

§. 180.

Die neuesten Versuche über diesen Gegenstand hat Hr. G. L. Hartig angestellt, und solche unter dem Titel: Physikalische Versuche über das Verhältniß der Brennbarkeit der meisten deut-schen Waldbaumhölzer, Marburg 1794. bekannt gemacht. Die Bemühung dieses eifrigen und ge-schickten Forstmannes verdient allerdings sehr großen Dank, nur ist zu bedauern, daß er nicht vor An-stellung seiner zahlreichen und mühsamen Versuche irgend einem Physiker Nachricht von seiner Unter-

neh-

nehmung gegeben hat, um solche so nützlich zu machen, als sie es hätte werden können, und nach der Absicht des würdigen Mannes werden sollte. Nachstehende Tafeln enthalten die Resultate seiner Versuche. Weil der Platz nicht erlaubt, die Gattung des Holzes neben den Versuchen besonders zu bemerken, so setze ich hier die Namen der Holzarten voran, und man kann also in diesen Holzarten-Verzeichnissen jedesmal die Holzart aufsuchen, auf welche sich die Nummer der Tafeln bezieht.

Verzeichniß der Holzarten zu Tab. I.

A.

Ausser der Saftzeit gehauene völlig dürr gemachte und unter dem eingemauerten Kessel verbrennte Hölzer.

Laubhölzer.

1. Traubeneichen, Baumholz von 200 Jahren
2. Stieleichen, Stammholz von 190 Jahren
3. Stieleichen, Astholz von einem 190 jähr. St.
4. Stieleichen, Reidelholz von 40 Jahren
5. Stieleichen, anbrüchig Stammholz
6. Buchen, Stammholz von 120 Jahren

 7. Bu

7. Buchen, Baumholz von 80 Jahren
8. Buchen, Astholz von einem 120 jähr. Stamm
9. Buchen, Reidelholz von 40 Jahren
10. Buchen, anbrüchig Stammholz

11. Hainbuchen, Stammholz von 90 Jahren
12. Hainbuchen, Stammholz von 50 Jahren
13. Hainbuchen, Astholz von einem 90jährigen Stamm
14. Hainbuchen, Reidelholz von 30 Jahren

15. Elsebeer, Baumholz von 90 Jahren
16. Elsebeer, Reidelholz von 30 Jahren

17. Eschen, Baumholz von 100 Jahren
18. Eschen, Reidelholz von 30 Jahren

19. Ulmen, Baumholz von 100 Jahren
20. Ulmen, Reidelholz von 30 Jahren

21. Ahorn, Baumholz von 100 Jahren
22. Ahorn, Reidelholz von 40 Jahren

23. Linden, Baumholz von 80 Jahren
24. Linden, Reidelholz von 30 Jahren

25. Birken, Baumholz von 60 Jahren
26. Birken, Reidelholz von 25 Jahren

27. Erlen, Baumholz von 70 Jahren
28. Erlen, Reidelholz von 20 Jahren

29. Aspen, Baumholz von 60 Jahren
30. Aspen, Reidelholz von 20 Jahren

31. Schwarz-Pappeln, Baumholz von 60 Jahr.

32. Schwarz

32. Schwarz-Pappeln, Reidelholz von 20 Jahren.
33. Italienisch-Pappeln, Baumholz von 20 Jahren
34. Italienisch-Pappeln, Reidelholz von 10 Jahren
35. Weiß-Baumweiden, Stammholz von 50 Jahren
36. Weiß-Baumweiden, Reidelholz von 10 Jahren.
37. Saalweiden, Baumholz von 60 Jahren
38. Saalweiden, Reidelholz von 20 Jahren

Nadelhölzer.

39. Lerchen, Baumholz von 50 Jahren
40. Lerchen, Reidelholz von 25 Jahren
41. Kiefern, Baumholz von 125 Jahr kiehnicht
42. Kiefern, Baumholz von 100 Jahren
43. Kiefern, Baumholz von 50 Jahren
44. Kiefern, aus der Spitze eines 100 jährigen Stammes
45. Kiefern, Reidelholz von 30 Jahren
46. Edeltannen, Baumholz von 80 Jahren
47. Edeltannen, Reidelholz von 40 Jahren
48. Fichten, Baumholz von 100 Jahren
49. Fichten Reidelholz von 40 Jahren

B.

In der Saftzeit gehauene, völlig dürr gewor-
dene, und im eingeschlossenen Raum ver-
brannte Hölzer.

50. Buchen, Reidelholz von 40 Jahren
51. Hainbuchen, Baumholz von 50 Jahren
52. Saalweiden, Reidelholz von 20 Jahren

C.

Ausser dem Saft gehauene, völlig dürr gewor-
dene, und im Freyen verbrennte
Hölzer.

53. Hainbuchen, Baumholz von 50 Jahren
54. Ital. Pappeln, Baumholz von 20 Jahren
55. Edeltannen, Baumholz von 80 Jahren
56. Fichten, Baumholz von 100 Jahren.

D.

Ausser der Saftzeit gehauenes, sogleich grün
unter dem eingemauerten Kessel ver-
brenntes Holz.

57. Buchen, Baumholz von 80 Jahren.

E.

Ausser der Saftzeit gehauene, völlig dürr gewordene, und im eingeschlossenen Raum verbrennte Reisser, die im Gewicht der trockenen Baumholzmasse der Art gleich waren.

58. Buchen, Reisser von einem 120 jährigen Stamme, im Gewicht mit Nr. 6. gleich

59. Kiefern, Reisser von einem 100 jährigen Stamme, im Gewicht mit Nr. 42. gleich.

Verzeichniß der Holzarten zu Tab. II.

A. Laubhölzer.

1. Traubeneichen, Stammholz von 200 Jahren nicht gerade schäftig
2. Stieleichen, Stammholz von 190 Jahren, desgleichen
3. Eichen Astholz von einem 190 jähr. Stamm
4. Eichen Reidelholz von 50 Jahren
5. Eichen anbrüchig Stammholz, nicht faul
6. Buchen Stammholz von 120 Jahren
7. Buchen Astholz von einem 120 jähr. Stamm
8. Buchen Reidelholz von 40 Jahren

9. Buchen anbrüchig Stammholz, nicht faul
10. Hainbuchen Stammholz von 90 Jahren
11. Hainbuchen Astholz von einem 90 jähr. St.
12. Hainbuchen Reidelholz von 30 Jahren
13. Elsebeer Stammholz von 90 Jahren
14. Elsebeer Reidelholz von 30 Jahren
15. Eschen Stammholz von 100 Jahren
16. Eschen Reidelholz von 30 Jahren
17. Ulmen Stammholz von 100 Jahren
18. Ulmen Reidelholz von 30 Jahren
19. Ahorn Stammholz von 100 Jahren
20. Ahorn Reidelholz von 40 Jahren
21. Quitscher Stammholz von 80 Jahren
22. Quitscher Reidelholz von 30 Jahren.
23. Linden Stammholz von 80 Jahren
24. Linden Reidelholz von 30 Jahren
25. Roßkastanien Stammholz von 80 Jahren
26. Roßkastanien Reidelholz von 30 Jahren
27. Birken Stammholz von 60 Jahren
28. Birken Reidelholz von 25 Jahren
29. Erlen Stammholz von 70 Jahren
30. Erlen Reidelholz von 20 Jahren
31. Aspen Stammholz von 60 Jahren
32. Aspen, Reidelholz von 20 Jahren
33. Deutsch-Schwarz-Pappeln, Stammholz von 60 Jahren

34. Schwarz-

34. Schwarz-Pappeln Reidelholz von 20 Jahren
35. Italienisch-Pappeln Stammholz von 20 J. 18 Zoll im untersten Durchmesser
36. Italienisch-Pappeln Reidelholz 10 jährig
37. Weiß Baumweiden, Stammholz von 50 Jahren.
38. Weiden Reidelholz von 10 Jahren
39. Saalweiden, Stammholz von 60 Jahren
40. Saalweiden Reidelholz von 20 Jahren.

B. Nadelhölzer.

41. Lerchenbaum Stammholz von 50 Jahren
42. Lerchenbaum Reidelholz von 25 Jahren
43. Kiefern Stammholz von 100 Jahren
44. Kiefern Stammholz von 50 Jahren
45. Kiefernholz vom Zopfende
46. Kiefernholz 50jährig, und auf sehr fetten Boden gewachsen.
47. Kiefern Reidelholz 30jährig
48. Edeltannen von 80 Jahren
49. Edeltannen Reidelholz von 40 Jahren
50. Fichten Stammholz von 100 Jahren
51. Fichten Stammholz von 60 Jahren
52. Fichten Reidelholz von 40 Jahren.

6.	62	3	45	42	4	8	6	—	—	98	6	—	—
7.	64	4	—	37	4	16	6	3	3	94	5	48	3
8.	57	3	20	41	3	26	5	22	—	70	3	50	—
9.	66	3	—	44	4	20	5	58	2	74	4	30	2
10.	58	1	27	46	4	8	4	43	—	86	4	8	1
11.	64	3	30	35	5	2	6	26	3	88	5	47	1
12.	65	3	30	36	5	8	6	10	—	92	5	47	1
13.	59	2	45	39	3	30	5	7	—	68	3	33	—
14.	66	4	46	33	5	15	6	41	3	70	4	46	3
15.	58	4	—	37	3	30	5	36	—	98	5	36	—
16.	65	2	20	47	4	26	5	45	—	74	4	20	2
17.	60	4	15	38	4	12	6	2	2	98	6	2	2
18.	61	3	50	39	4	20	6	2	1	74	4	33	2
19.	55	3	28	38	3	25	5	13	2	92	4	54	1
20.	57	3	10	36	3	16	4	55	2	74	3	43	—
21.	64	3	45	48	5	10	6	50	2	98	6	50	2
22.	65	3	30	49	5	18	6	53	2	74	5	12	—

I. Tabelle.

Numer d. Hölz. welche in vorstehend. ersten Verzeichniß beschrieben sind.	Wirkung						Werth						
	Höchst. Thermometerstand im erwärmt. Wasser	Zeit bis zum Erlöschen der Kohlen		Thermometerstand beim Erlösch. d. Kohlen	Abgang am Wasser durch die Verdunstung in 12 Stunden.		Verhältniß der Holzpreise wenn die Masse gleich groß ist.			Eine Klafter enthält Holzmasse.	Wenn ausgewachsen Buchenholz zu 6 fl. in Anschl. kömmt, so ist eine Klafter von vorstehenden Holzarten werth		
	Réaum. Grade.	St.	Minut.	Grad	Pfnd.	Loth	fl.	kr.	pf.	Cubikschuhe.	fl.	kr.	pf.
A.													
1.	62	3	—	42	4	16	5.	50	—	86	5	7	—
2.	62	2	45	42	4	8	5	28	—	86	4	48	—
2.	60	2	40	44	4	5	5	22	3	64	3	30	3

27.	49	1	50	40	2	—	3	27	—	90	3	10	—
28.	52	2	12	49	3	4	3	55	2	74	2	57	3
29.	49	2	15	39	2	10	3	46	3	90	3	28	1
30.	56	2	—	44	2	30	4	18	—	74	3	14	—
31.	38	2	—	34	2	4	3	5	—	90	2	49	—
32.	36	2	—	29	1	24	2	58	—	74	2	14	2
33.	44	1	20	39	1	24	2	54	—	90	2	39	3
34.	41	1	20	37	1	14	2	37	—	74	1	58	2
35.	44	1	40	40	1	28	3	8	3	86	2	45	2
36.	50	2	10	44	2	6	3	50	3	74	2	54	2
37.	58	1	50	46	3	16	4	35	—	96	4	12	2
38.	60	1	47	47	4	3	4	55	1	74	3	42	3
39.	56	1	38	49	3	2	4	15	1	98	4	15	1
40.	51	1	20	44	2	20	3	37	3	74	2	44	1
41.	70	1	50	54	5	8	5	59	—	100	6	6	1
42.	60	2	50	42	4	—	5	19	2	100	5	26	—
43.	57	2	30	40	3	10	4	39	3	98	4	39	3
44.	54	2	40	42	3	—	4	34	2	80	3	44	—

S. 298 u. 299. I. Tabelle. Fortsetzung.

Numer d. Hölzer, welche in vorstehendem ersten Verzeichniß beschrieben sind.	Wirkung						Werth						
	Höchst. Thermometerstand im erwärmt. Wasser.	Zeit bis zum Erlöschen der Kohlen.		Thermometerstand beim Erlöschen d. Kohlen.	Abgang am Wasser durch die Verdunstung in 12 Stunden.		Verhältniß der Holzpreise, wenn die Masse gleich groß ist.			Eine Klafter enthält Holzmasse.	Wenn ausgewachsen Buchenholz zu 6 fl. in Anschl. kömmt, so ist eine Klafter von vorstehenden Holzarten werth.		
	Réaum. Grade.	St.	Minut.	Grad	Pfd.	Loth	fl.	kr.	pf.	Cubikschuhe.	fl.	kr.	pf.
23.	55	1	45	46	2	24	4	5	1	90	3	45	1
24.	50	2	—	41	2	10	3	44	1	74	2	49	1
25.	57	3	5	40	3	24	5	9	3	88	4	38	—

47.	50	1	50	40	2	8	3	36	—	74	2	43	—
48.	59	1	30	52	3	28	4	43	—	100	4	48	—
49.	50	1	49	44	3	—	3	57	—	74	2	58	3
B.													
50.	63	3	10	42	4	8	5	43	—	74			
51.	60	3	10	39	4	—	5	23	—	92			
52.	53	2	10	43	3	—	4	18	—	74			
C.													
53.	43	4	30	27	1	24	3	45	—	92			
54.	26	1	40	23	—	24	1	40	2	74			
55.	30	1	50	27	1	6	2	9	—	98			
56.	35	1	30	32	1	21	2	30	3	100			
D.													
57.	50	4	—	38	2	8	4	36	—	94			
E.													
58.	57	3	—	44	3	18	5	12	—	—			
59.	57	1	30	50	3	22	4	30	—	—			

I. Tabelle. Fortsetzung.

Numer d. Hölzer, welche in vorstehendem ersten Verzeichniß beschrieben sind.	Wirkung. Höchst. Thermometerstand im erwärmten Wasser.	Zeit bis zum Erlöschen der Kohlen.		Thermometerstand beim Erlöschen d. Kohlen.	Abgang am Wasser durch die Verdünstung in 12 Stunden.		Werth. Verhältniß der Holzpreise, wenn die Masse gleich groß ist.			Eine Klafter enthält Holzmasse.	Wenn ausgewachsen Buchenholz zu 6 fl. in Anschl. kömmt, so ist eine Klafter von vorstehenden Holzarten werth		
	Réaum. Grade.	St.	Minut.	Grad	Pfd.	Loth	fl.	kr.	pf.	Cubikschuhe.	fl.	kr.	pf.
45.	53	1	45	43	3	—	4	4	1	74	3	4	1
46.	55	1	10	51	3	—	3	56	1	98	3	56	1

10.	62	12	50	25	88	54	89	44	68
11.	—	—	37	20	68	—	—	25	58
12.	—	—	46	15	70	—	—	32	52
13.	57	20	39	—	98	56	50	38	22
14.	—	—	47	22	74	—	—	35	28
15.	59	20	42	16	98	58	43	41	65
16.	—	—	44	8	74	—	—	32	62
17.	62	17	36	14	92	57	52	33	52
18.	—	—	36	28	74	—	—	28	22
19.	59	20	43	16	98	58	43	42	63
20.	—	—	43	31	74	—	—	32	53
21.	59	11	42	16	98	58	15	41	65
22.	—	—	42	8	74	—	—	31	26
23.	53	30	28	31	90	48	54	26	6
24.	—	—	28	12	74	—	—	20	99
25.	56	27	34	26	98	55	70	34	11
26.	—	—	33	—	74	—	—	24	42
27.	59	15	41	13	88	52	33	36	43

S. 302 u. 303. II. Tabelle.

Nummer der Hölzer, welche in vorstehendem zweiten Verzeichniß beschrieben sind	Ein rheinl. Kubikschuh wiegt				Eine Klafter zu 144 Cubikschuh Raum enthält Holzmasse	Eine Klafter wiegt			
	wenn er grün ist		wenn er ganz dürr ist			wenn d. Holz grün ist		wenn d. Holz dürr ist	
	Pfund	Loth	Pfund	Loth	Cubikschuh	Ctr.	Pfd.	Ctr.	Pfd.
A.									
1.	70	31	46	22	86	61	3	40	15
2.	69	8	44	23	86	59	55	38	45
3.	—	—	40	17	64	—	—	25	94
4.	—	—	46	25	74	—	—	34	61
5.	—	—	34	18	80	—	—	27	65
6.	64	28	39	2	98	63	57	38	28
7.	—	—	37	20	70	—	—	26	33
8.	—	—	42	20	74	—	—	31	54
9.	—	—	31	18	86	—	—	27	14

38.	—	—	26	2	74	—	—	19	28
39.	47	6	34	29	90	42	46	31	41
40.	—	—	33	10	74	—	—	24	65
B.									
41.	60	24	31	8	98	59	53	30	62
42.	—	—	29	6	74	—	—	21	59
43.	60	6	36	10	100	60	18	36	31
44.	—	—	35	20	98	—	—	34	91
45.	—	—	30	12	80	—	—	24	30
46.	—	—	26	8	100	—	—	26	25
47.	—	—	28	—	74	—	—	20	72
48.	59	—	36	20	100	59	—	36	62
49.	—	—	33	10	74	—	—	24	65
50.	57	13	31	4	100	57	40	31	12
51.	—	—	29	25	98	—	—	29	18
52.	—	—	30	2	74	—	—	22	24

II. Tabelle. Fortsetzung.

Nummer der Hölzer, welche in vorstehendem zweiten Verzeichniß beschrieben sind.	Ein rheinl. Kubikschuh wiegt wenn er grün ist		wenn er ganz dürr ist		Eine Klafter zu 144 Cubikschuh Raum enthält Holzmasse.	Eine Klafter wiegt wenn d. Holz grün ist		wenn d. Holz dürr ist	
	Pfund	Loth	Pfund	Loth	Cubikschuh	Cntr.	Pfd.	Cntr.	Pfd.
28.	—	—	31	9	74	—	—	23	14
29.	56	18	29	28	90	50	62	22	11
30.	—	—	28	8	74	—	—	20	90
31.	50	16	28	13	90	45	45	25	56
32.	—	—	25	14	74	—	—	18	82
33.	50	25	24	4	90	45	72	21	71
34.	—	—	23	5	74	—	—	17	13
35.	50	12	25	30	90	45	33	23	34
36.	—	—	25	2	74	—	—	18	54
27.	65	2	32	5	86	55	95	27	65

§. 181.

Die vorstehenden Tabellen hat Hr. Hartig selbsten so mitgetheilt. Wollte man die Verhältnißzahlen für die Güte der verschiedenen Holzarten, im Klaftern betrachtet, allgemein haben, so dürfte man nur die hier in der letzten Kolonne angegebenen Geldpreise durchaus in Kreuzern ausdrucken. Auf diese Weise habe ich nachstehende Tafel berechnet, worin sich die Nummern auf das Ite Holzverzeichniß beziehen.

Nummer der Holzarten.		Verhältniß des Werths einer Klafter als Brennmaterial betrachtet.	
I.	II.	I.	II.
1	15	307	336
2	16	288	260
3	17	210	362
4	18	262	273
5	19	228	294
6	20	260	223
7	21	349	410
8	22	230	312
9	23	270	225
10	24	248	169
11	25	347	278
12	26	347	196
13	27	213	190
14	28	287	177

Nummer der Holzarten.		Verhältniß des Werths einer Klafter als Brennmaterial betrachtet.	
I.	II.	I.	II.
29	41	208	366
30	42	194	326
31	43	162	[illegible]9
32	44	134	224
33	45	159	184
34	46	118	236
35	47	165	163
36	48	174	288
37	49	252	178
38		222	
39		255	
40		164	

§. 182.

Um aber die Brauchbarkeit dieser Tafeln zu beurtheilen, muß man nachfolgendes wissen.

Den in der ersten Kolonne unter der Ueberschrift Wirkung bemerkten Thermometerstand fand Hr. Hartig, indem er das Réaum. Therm. in das im Kessel befindliche Wasser setzte, und nun den höchsten Grad bemerkte, den das Wasser während dem Verbrennen des Holzes, welches bei allen Versu-

chen in gleicher Menge (nach kubischem Maas) untergelegt wurde, erreichte. Dieß geschahe allemal beim letztern Lodern der Flamme. Das Wasser selbst ließ er auch noch nach dem Erlöschen der Kohlen vermög der ihm noch rückständigen Wärme abdämpfen, so daß die gesammte Abdämpfungszeit jedesmal 12 Stunden betrug, wie in der Tafel angemerkt ist. Der größte Theil der Abdämpfungszeit fällt also in den Zeitabschnitt, da gar keine Brennmaterialien mehr wirkten. Um nun zu zeigen, wie Hr. H. die Güte der Brennmaterialien, oder die hiernach bestimmten Preise derselben berechnet hat, setze ich seine eigenen Worte her:

„Gesetzt, sagt er S. 67, ich wollte wissen, „wie viel eine gewisse Masse Aspenholz (sub „no. 29. Tab. I.) ihrer Brennbarkeit nach „werth ist, wenn eben so viel Buchenstamm„holz (sub no. 6.) 6 Gulden kostet, so suchte „ich erst den verhältnißmäßigen Werth des „Aspenholzes, in Rücksicht des höchsten Gra„des von Hitze, welcher sich durch dasselbe be„wirken läßt, nach der Regel de tri, indem „ich ansetzte

„62 Gr. Hitze sind 6 fl. werth; wieviel „werden 49 Grade werth seyn?

„Durch diese Operation erfuhr ich, daß das „Aspenholz in diesem Betracht 4 fl. 44 Kr.

„2 Pf.

„2 Pf. werth ist. Hierauf suchte ich auch
„den verhältnißmäßigen Werth dieses Aspen-
„holzes gegen das Büchene, in Rücksicht der
„langen Dauer der Hitze durch die Regel
„Quinque, indem ich sagte: 3 Stunden und
„45 Minuten oder 225 Minuten Hitzdauer
„sind bei 42 Gr. Thermometerstand 6 fl.
„werth; wieviel werden 2 Stunden und 15
„Minuten oder 135 Minuten Hitzdauer bei
„39 Gr. Thermometerstand werth seyn? Hier-
„durch fand ich 3 fl. 20 Kr. 2 Pf. Endlich
„suchte ich auch noch nach der Verdunstung
„das Verhältniß, indem ich ansetzte: Wenn
„4 Pf. 8 Loth oder 136 Loth Wasser verdun-
„sten, so ist das Holz 6 fl. werth; was wird
„es werth seyn, wenn nur 2 Pf. 10 Loth
„oder 74 Loth Wasser abdünsten? Hierdurch
„fand ich, daß das Aspenholz in dieser Rück-
„sicht 3 fl. 15 Kr. 3 Pf. werth ist. Diese
„drei Resultate zog ich zusammen, und erhielt,
„durch die Fraction mit 3, im Durchschnitt
„3 fl. 46 Kr. $3\frac{2}{3}$ Pf. zum verhältnißmäßigen
„Preis für das Aspenholz, wenn eben so viel
„Büchenholz 6 fl. kostet.

§. 183.

Wer das, was ich oben von den hierher gehö-
rigen Lehren vorgetragen habe, mit Aufmerksam-

 keit

beit durchgelesen hat, wird nunmehr mit mir die in der That grosse Mühe bedauern, welche Hr. H. auf seinen Gegenstand mit so vielem Eifer verwendet hat, ohne damit den Nutzen zu stiften, welchen er beabsichtigte.

Die erste Verhältniß, von welcher nach Hrn. H. der Werth des Brennmaterials abhängen soll, liegt in der Frage:

„62 Gr. Hitze sind 6 fl. werth, wieviel werden 49 Grade werth seyn?

Offenbar hängt aber die Verhältniß des gesuchten Werths mit dieser Frage gar nicht zusammen. Der eigentliche Wärmegrad des Wassers, worin das Thermometer 62 Gr. Reaum. zeigt, ist W + 62, weil solcher vom Punkt der absoluten Kälte gerechnet werden muß; ist also z. B. W = 700 Gr., so müßte die Frage heissen:

„762 Gr. sind 6 fl. werth, wie viel werden „749 Gr. werth seyn?„

wofern nämlich der Werth den wirklichen Wärmegraden proportional seyn sollte.

Sollten aber nur die vom Brennmaterial bewirkten Wärmegrade zu verstehen seyn, so hätte Hr. H. wiederum nicht vergessen dürfen, daß sein Wasser

Wasser schon temperirt war, bevor das Feuer darauf wirkte, daß es also schon etwa 12 Gr. hatte, und daß also nicht 62 Gr., 49 Gr. sondern 62 — 12, 49 — 12, oder 50 Gr. 37 Gr. dem Brennmaterial zugeschrieben werden müssen; und daß er also nach seiner Theorie eigentlich hätte sagen müssen:

„50 Gr. sind 6 fl. werth, wie viel werden 37 Gr. werth seyn?"

Aber die Pyrometrie hat noch nicht gelehrt, daß die Wirkung mit der Anzahl Grade, welche das Brennmaterial bewirkt, zu gleichen Schritten gehe, und dieser Satz kann so wenig hier zum Grund gelegt werden, daß man vielmehr erst selbst durch Versuche zu bestimmen hat, wie die Wirkung von den zugesetzten Wärmegraden abhängt.

Die zwote Verhältniß, nach welcher die Wirkung bestimmt werden soll, liegt nach Hrn. H. in der Frage:

„225 Min. Hitzdauer sind bei 42 Gr. 6 fl. „werth, wie viel werden 135 Minuten Hitz„dauer bei 39 Gr. werth seyn?

Nicht nur finden hiergegen eben die vorigen Erinnerungen statt, sondern es ist noch weit schwieriger hier eine theoretische Regel zur Beantwortung festzuse-

38.	—	—	26	2	74	—	—	19	28
39.	47	6	34	29	90	42	46	31	41
40.	—	—	33	10	74	—	—	24	65
B.									
41.	60	24	31	8	98	59	53	30	62
42.	—	—	29	6	74	—	—	21	59
43.	60	6	36	10	100	60	18	36	31
44.	—	—	35	20	98	—	—	34	91
45.	—	—	30	12	80	—	—	24	30
46.	—	—	26	8	100	—	—	26	25
47.	—	—	28	—	74	—	—	20	72
48.	59	—	36	20	100	59	—	36	62
49.	—	—	33	10	74	—	—	24	65
50.	57	13	31	4	100	57	40	31	12
51.	—	—	29	25	98	—	—	29	18
52.	—	—	30	2	74	—	—	22	24

II. Tabelle. Fortsetzung.

Nummer der Hölzer, welche im vorstehendem zweiten Verzeichniß beschrieben sind.	Ein rheinl. Kubikschuh wiegt wenn er grün ist		Ein rheinl. Kubikschuh wiegt wenn er ganz dürr ist		Eine Klafter zu 144 Cubikschuh Raum enthält Holzmasse.	Eine Klafter wiegt wenn d. Holz grün ist		Eine Klafter wiegt wenn d. Holz dürr ist	
	Pfund	Loth	Pfund	Loth	Cubikschuh	Cntr.	Pfd.	Cntr.	Pfd.
28.	—	—	31	9	74	—	—	23	14
29.	56	18	29	28	90	50	62	22	11
30.	—	—	28	8	74	—	—	20	90
31.	50	16	28	13	90	45	45	25	56
32.	—	—	25	14	74	—	—	18	82
33.	50	25	24	4	90	45	72	21	71
34.	—	—	23	5	74	—	—	17	13
35.	50	12	25	30	90	45	33	23	34
36.	—	—	25	2	74	—	—	18	54
37.	65	2	32	5	86	55	95	27	65

§. 181.

Die vorstehenden Tabellen hat Hr. Hartig selbsten so mitgetheilt. Wollte man die Verhältnißzahlen für die Güte der verschiedenen Holzarten, in Klaftern betrachtet, allgemein haben, so dürfte man nur die hier in der letzten Kolonne angegebenen Geldpreise durchaus in Kreuzern ausdrucken. Auf diese Weise habe ich nachstehende Tafel berechnet, worin sich die Nummern auf das Ite Holzverzeichniß beziehen.

Nummer der Holzarten.		Verhältniß des Werths einer Klafter als Brennmaterial betrachtet.	
I.	II.	I.	II.
1	15	307	336
2	16	288	260
3	17	210	362
4	18	262	273
5	19	228	294
6	20	260	223
7	21	349	410
8	22	230	312
9	23	270	225
10	24	248	169
11	25	347	278
12	26	347	196
13	27	213	190
14	28	287	177

Nummer der Holzarten.		Verhältniß des Werths einer Klafter als Brennmaterial betrachtet.	
I.	II.	I.	II.
29	41	208	366
30	42	194	326
31	43	162	[illegible]9
32	44	134	224
33	45	159	184
34	46	118	236
35	47	165	163
36	48	174	288
37	49	252	178
38		222	
39		255	
40		164	

§. 182.

Um aber die Brauchbarkeit dieser Tafeln zu beurtheilen, muß man nachfolgendes wissen.

Den in der ersten Kolonne unter der Ueberschrift Wirkung bemerkten Thermometerstand fand Hr. Hartig, indem er das Réaum. Therm. in das im Kessel befindliche Wasser setzte, und nun den höchsten Grad bemerkte, den das Wasser während dem Verbrennen des Holzes, welches bei allen Versu-

 chen

chen in gleicher Menge (nach kubischem Maas) untergelegt wurde, erreichte. Dieß geschahe allemal beim letztern Lodern der Flamme. Das Wasser selbst ließ er auch noch nach dem Erlöschen der Kohlen vermög der ihm noch rückständigen Wärme abdämpfen, so daß die gesammte Abdämpfungszeit jedesmal 12 Stunden betrug, wie in der Tafel angemerkt ist. Der größte Theil der Abdämpfungszeit fällt also in den Zeitabschnitt, da gar keine Brennmaterialien mehr wirkten. Um nun zu zeigen, wie Hr. H. die Güte der Brennmaterialien, oder die hiernach bestimmten Preise derselben berechnet hat, setze ich seine eigenen Worte her:

„Gesetzt, sagt er S. 67, ich wollte wissen, „wie viel eine gewisse Masse Aspenholz (sub „no. 29. Tab. I.) ihrer Brennbarkeit nach „werth ist, wenn eben so viel Buchenstamm„holz (sub no. 6.) 6 Gulden kostet, so suchte „ich erst den verhältnißmäßigen Werth des „Aspenholzes, in Rücksicht des höchsten Gra„des von Hitze, welcher sich durch dasselbe be„wirken läßt, nach der Regel de tri, indem „ich ansetzte

„62 Gr. Hitze sind 6 fl. werth; wieviel „werden 49 Grade werth seyn?

„Durch diese Operation erfuhr ich, daß das „Aspenholz in diesem Betracht 4 fl. 44 Kr. „2 Pf.

„2 Pf. werth ist. Hierauf suchte ich auch „den verhältnißmäßigen Werth dieses Aspen„holzes gegen das Büchene, in Rücksicht der „langen Dauer der Hitze durch die Regel „Quinque, indem ich sagte: 3 Stunden und „45 Minuten oder 225 Minuten Hitzdauer „sind bei 42 Gr. Thermometerstand 6 fl. „werth; wieviel werden 2 Stunden und 15 „Minuten oder 135 Minuten Hitzdauer bei „39 Gr. Thermometerstand werth seyn? Hier„durch fand ich 3 fl. 20 Kr. 2 Pf. Endlich „suchte ich auch noch nach der Verdünstung „das Verhältniß, indem ich ansetzte: Wenn „4 Pf. 8 Loth oder 136 Loth Wasser verdun„sten, so ist das Holz 6 fl. werth; was wird „es werth seyn, wenn nur 2 Pf. 10 Loth „oder 74 Loth Wasser abdünsten? Hierdurch „fand ich, daß das Aspenholz in dieser Rück„sicht 3 fl. 15 Kr. 3 Pf. werth ist. Diese „drei Resultate zog ich zusammen, und erhielt, „durch die Fraction mit 3, im Durchschnitt „3 fl. 46 Kr. $3\frac{2}{3}$ Pf. zum verhältnißmäßigen „Preis für das Aspenholz, wenn eben so viel „Büchenholz 6 fl. kostet.

§. 183.

Wer das, was ich oben von den hierher gehörigen Lehren vorgetragen habe, mit Aufmerksam-

heit durchgelesen hat, wird nunmehr mit mir die in der That grosse Mühe bedauern, welche Hr. H. auf seinen Gegenstand mit so vielem Eifer verwendet hat, ohne damit den Nutzen zu stiften, welchen er beabsichtigte.

Die erste Verhältniß, von welcher nach Hrn. H. der Werth des Brennmaterials abhängen soll, liegt in der Frage:

„62 Gr. Hitze sind 6 fl. werth, wieviel werden 49 Grade werth seyn?

Offenbar hängt aber die Verhältniß des gesuchten Werths mit dieser Frage gar nicht zusammen. Der eigentliche Wärmegrad des Wassers, worin das Thermometer 62 Gr. Reaum. zeigt, ist W + 62, weil solcher vom Punkt der absoluten Kälte gerechnet werden muß; ist also z. B. W = 700 Gr., so müßte die Frage heissen:

„762 Gr. sind 6 fl. werth, wie viel werden „749 Gr. werth seyn?„

wofern nämlich der Werth den wirklichen Wärmegraden proportional seyn sollte.

Sollten aber nur die vom Brennmaterial bewirkten Wärmegrade zu verstehen seyn, so hätte Hr. H. wiederum nicht vergessen dürfen, daß sein

Wasser

ofen schon temperirt war, bevor das Feuer dar-
f wirkte, daß es also schon etwa 12 Gr. hatte,
so daß also nicht 62 Gr., 49 Gr. sondern 62 —
12, 49 — 12, oder 50 Gr. 37 Gr. dem Brenn-
material zugeschrieben werden müssen; und was er
so nach seiner Theorie eigentlich hätte sagen
müssen:

„50 Gr. sind 6 fl. werth, wie viel werden
„37 Gr. werth seyn?"

Aber die Pyrometrie hat noch nicht gelehrt, daß
die Wirkung mit der Anzahl Grade, welche das
Brennmaterial bewirkt, zu gleichen Schritten ge-
he, und dieser Satz kann so wenig hier zum Grund
gelegt werden, daß man vielmehr erst selbst durch
Versuche zu bestimmen hat, wie die Wirkung von
den zugesetzten Wärmegraden abhängt.

Die zwote Verhältniß, nach welcher die Wir-
kung bestimmt werden soll, liegt nach Hrn. H. in
der Frage:

„225 Min. Hitzdauer sind bei 42 Gr. 6 fl.
„werth, wie viel werden 135 Minuten Hitz-
„dauer bei 39 Gr. werth seyn?

Nicht nur finden hiergegen eben die vorigen Erinne-
rungen statt, sondern es ist noch weit schwieriger
hier eine theoretische Regel zur Beantwortung feste
zuse-

zusetzen; es ist also noch um so viel weniger verstattet, hier nach der Regel de Quinque zu rechnen.

Die dritte Verhältniß bestimmt Hr. H. durch folgenden Ansatz:

„Wenn 136 Loth abgedämpftes Wasser den „Werth des Brennmaterials auf 6 fl. bestimmen, was wird es werth seyn, wenn wir „74 Loth abdämpfen?

und er beantwortet die Frage wiederum nach der Regel de Tri. Auch dieses ist unrichtig; denn es ist schlechterdings falsch, daß sich die Wirkung des Brennmaterials wie die bewirkte Abdämpfung verhalte, wenn die Abdämpfung unter verschiedenen Wärmegraden geschieht. Endlich ist auch gar kein theoretischer Grund vorhanden, warum Hr. H. nach diesen dreien verschiedenen Berechnungen ein Mittel aus den dreien Resultaten nimmt. Entweder müßte das eine Resultat beiläufig eben so viel zu wenig (oder zu viel) geben, als die beiden andern zusammengenommen zuviel (oder zu wenig) geben, oder es müßten alle drei Verfahrungsarten der Wahrheit gleich nahe kommen, so daß jede der andern zur Probe diente. Keines von beiden findet aber hier statt. Also ist auch dieses Verfahren unrichtig.

Das

Das einzige Mittel, richtige Verhältnisse für die Güte der Brennmaterialien zu finden, besteht darin, daß man das Wasser im Kessel, unter welchem die Brennmaterialien verzehrt werden, während dem Verbrennen derselben bei einerlei Wärmegrad erhält. Die Wirkung oder Güte der Brennmaterialien verhält sich alsdann nothwendig wie die Menge des zu einerlei Abdämpfung gebrauchten Brennmaterials. Nur muß man darauf sehen, daß man immer nur so viel Holz nachlegt, als nöthig ist, um das Wasser bei dem bestimmten Wärmegrad zu erhalten. Es erhellet ohne weitere Erläuterung, daß solche Versuche desto richtigere Resultate geben, ie höher der bestimmte Wärmegrad ist. Es ist daher am besten das Wasser beständig siedend zu erhalten, welches selbst das Thermometer entbehrlich macht. Der Umstand, daß man dabei doch vielleicht zuweilen etwas mehr Holz nachlegt, als grade nöthig wäre, um das Wasser siedend zu erhalten, ist nicht einmal schädlich, weil diese Genauigkeit auch im Großen in der Ausübung nicht in aller Schärfe beobachtet werden kann. Man sieht hieraus, daß Hrn. Hartigs Beobachtungen des höchsten Thermometerstandes und des Thermometerstandes beim Erlöschen der Kohlen, die seine Mühe so sehr vergrößerten, ganz ohne Nutzen sind, sondern daß auch seine Versuche überhaupt gar nicht gebraucht werden können, die verschiedenen Brennmaterialien mit einander zu vergleichen. Ich be-

 daure

daure aufrichtig, dieses Urtheil über seine mühevolle Arbeit hier niederschreiben zu müssen; aber ich war es der Wissenschaft und dem Publikum schuldig, für das gegenwärtige Schrift eben so bestimmt ist, wie die seinige.

Verbesserungen.

S. 4. Z. 2 statt weniger lies weniger Wärme. S. 11. Z. 1. st. deutlich l. dienlich. S. 23. Z. 11. st. eine l. iene. S. 30. Z. 5. st. ausserordentliche l. ausserordentlich. S. 31. Z. 7. st. Fundamentalstab l. Fundamentalabstand. S. 32. Z. 6. st. eine l. iene. S. 34. Z. 11. st. das l. des. S. 41. Z. 1. st. p l. q. S. 64. Z. 12. st. der l. den. S. 68. Z. 11. st der l. die. Z. 20. st. Leicht, l. Licht, S. 69. Z. vorletzte st. re l. er. S. 97. Z. 13. st. $b:(W + L)$ l. $b.(W + L)$. S. 104. Z. 19. st. Bildung l. Bindung. S. 108 Z. 23. st. absitzen l. absetzen. S. 113. Z. 4. st. nur l. nun. S. 115. Z. 10. st. eine l. iene. S. 119. Z. 7. st. zu nennten l. nennen. S. 123. Z. 25 und 27. st. zten l. rten. S. 128. Z. 8. st. Augenblicken l. einen Augenblicken. S. 133. Z. 7. st.

$2{,}718 \ldots \frac{T}{e}$

l. $2{,}718 \ldots^{\frac{T}{e}}$

S. 138. Z. 5, 7 u. 8. st. F l. T. S. 152. Z. 3. von unten st. etwas starke l. die etwas starke. S. 173. Am Ende der Seite setze man hinzu: wofern die Grundfläche in Vergleichung mit der übrigen runden Oberfläche unbedeutend ist. Sonsten ist allgemein

$$\frac{F}{V} = \frac{3{,}14\,\Delta\,.\,(h + \frac{1}{2}\Delta)}{3{,}14\,.\,\frac{1}{4}\Delta^2\,.\,h} = \frac{4\,(h + \frac{1}{2}\Delta)}{\Delta\,.\,h},$$

welches sich in $\frac{4}{\Delta}$ verwandelt, wenn $\frac{1}{2}\Delta$ gegen h unbedeutend ist. S. 174. no, IV. im Zähler st. Δ l. $4\,\Delta$. S. 188. Z. 2. von unten st. B l. A. st. unerhitzte l. erhitzte. S. 192. Z. 8. von unten st. 2. l. stündlich 2. S. 194. Z. 15. st. von dem l. vor dem S. 213. Z. 3. st. mehr l. welche. S. 226. Z. 4. von unten st. weit l. mit. S. 233. Z. 15. st. zugeschoben l. zugeschroben. S. 234. Z. 7. muß k weggestrichen werden. S. 239. letzte Z. hier kann man nach dem Wort ihrer hinzusetzen: (nämlich der Wärmetheile). S. 243. Z. 2. st. Fallröhren l. Fallthüren. S. 262. Z. 17. st. z. l. Z.

eit durchgelesen hat, wird nunmehr mit mir die in
der That grosse Mühe bedauern, welche Hr. H.
auf seinen Gegenstand mit so vielem Eifer verwens
et hat, ohne damit den Nutzen zu stiften, welchen
r beabsichtigte.

Die erste Verhältniß, von welcher nach Hrn.
H. der Werth des Brennmaterials abhängen soll,
liegt in der Frage:

„62 Gr. Hitze sind 6 fl. werth, wieviel wers
„den 49 Grade werth seyn?

Offenbar hängt aber die Verhältniß des gesuchten
Werths mit dieser Frage gar nicht zusammen. Der
eigentliche Wärmegrad des Wassers, worin das
Thermometer 62 Gr. Reaum. zeigt, ist W + 62,
weil solcher vom Punkt der absoluten Kälte gerechnet
werden muß; ist also z. B. W = 700 Gr., so
müßte die Frage heisen:

„762 Gr. sind 6 fl. werth, wie viel werden
„749 Gr. werth seyn?„

wofern nämlich der Werth den wirklichen Wärme=
graden proportional seyn sollte.

Sollten aber nur die vom Brennmaterial be=
wirkten Wärmegrade zu verstehen seyn, so hätte
Hr. H. wiederum nicht vergessen dürfen, daß sein

Wasser

Wasser schon temperirt war, bevor das Feuer dar-
auf wirkte, daß es also schon etwa 12 Gr. hatte,
und daß also nicht 62 Gr., 49 Gr. sondern 62 —
12; 49 — 12, oder 50 Gr. 37 Gr. dem Brenn-
material zugeschrieben werden müssen; und daß er
also nach seiner Theorie eigentlich hätte sagen
müssen:

„50 Gr. sind 6 fl. werth, wie viel werden
37 Gr. werth seyn?"

Aber die Pyrometrie hat noch nicht gelehrt, daß
die Wirkung mit der Anzahl Grade, welche das
Brennmaterial bewirkt, zu gleichen Schritten ge-
he, und dieser Satz kann so wenig hier zum Grund
gelegt werden, daß man vielmehr erst selbst durch
Versuche zu bestimmen hat, wie die Wirkung von
den zugesetzten Wärmegraden abhängt.

Die zwote Verhältniß, nach welcher die Wir-
kung bestimmt werden soll, liegt nach Hrn. H. in
der Frage:

„225 Min. Hitzdauer sind bei 42 Gr. 6 fl.
„werth, wie viel werden 135 Minuten Hitz-
„dauer bei 39 Gr. werth seyn?

Nicht nur finden hiergegen eben die vorigen Erinne-
rungen statt, sondern es ist noch weit schwerer
hier eine theoretische Regel zur Beantwortung feste-
zuse-

zuſetzen; es iſt alſo noch um ſo viel weniger verſtattet, hier nach der Regel de Quinque zu rechnen.

Das dritte Verhältniß beſtimmt Hr. H. durch folgenden Anſatz:

„Wenn 136 Loth abgedämpftes Waſſer den „Werth des Brennmaterials auf 6 fl. beſtim„men, was wird es werth ſeyn, wenn nur „74 Loth abdämpfen?

und er beantwortet die Frage wiederum nach der Regel de Tri. Auch dieſes iſt unrichtig; denn es iſt ſchlechterdings falſch, daß ſich die Wirkung des Brennmaterials wie die bewirkte Abdämpfung verhalte, wenn die Abdämpfung unter verſchiedenen Wärmegraden geſchieht. Endlich iſt auch gar kein theoretiſcher Grund vorhanden, warum Hr. H. nach dieſen dreien verſchiedenen Berechnungen ein Mittel aus den dreien Reſultaten nimmt. Entweder müßte das eine Reſultat beiläufig eben ſo viel zu wenig (oder zu viel) geben, als die beiden andern zuſammengenommen zuviel (oder zu wenig) geben, oder es müßten alle drei Verfahrungsarten der Wahrheit gleich nahe kommen, ſo daß jede der andern zur Probe diente. Keines von beiden findet aber hier ſtatt. Alſo iſt auch dieſes Verfahren unrichtig.

Das

Das einzige Mittel, richtige Verhältnisse für die Güte der Brennmaterialien zu finden, besteht darin, daß man das Wasser im Kessel, unter welchem die Brennmaterialien verzehrt werden, während dem Verbrennen derselben bei einerlei Wärmegrad erhält. Die Wirkung oder Güte der Brennmaterialien verhält sich alsdann nothwendig wie die Menge des zu einerlei Abdämpfung gebrauchten Brennmaterials. Nur muß man darauf sehen, daß man immer nur so viel Holz nachlegt, als nöthig ist, um das Wasser bei dem bestimmten Wärmegrad zu erhalten. Es erhellet ohne weitere Erläuterung, daß solche Versuche desto richtigere Resultate geben, je höher der bestimmte Wärmegrad ist. Es ist daher am besten das Wasser beständig siedend zu erhalten, welches selbst das Thermometer entbehrlich macht. Der Umstand, daß man dabei doch vielleicht zuweilen etwas mehr Holz nachlegt, als grade nöthig wäre, um das Wasser siedend zu erhalten, ist nicht einmal schädlich, weil diese Genauigkeit auch im Großen in der Ausübung nicht in aller Schärfe beobachtet werden kann. Man sieht hieraus, daß Hrn. Hartigs Beobachtungen des höchsten Thermometerstandes und des Thermometerstandes beim Erlöschen der Kohlen, die seine Mühe so sehr vergrößerten, ganz ohne Nutzen sind, sondern daß auch seine Versuche überhaupt gar nicht gebraucht werden können, die verschiedenen Brennmaterialien mit einander zu vergleichen. Ich bedaure

daure aufrichtig, dieses Urtheil über seine mühevolle Arbeit hier niederschreiben zu müssen; aber ich war es der Wissenschaft und dem Publikum schuldig, für das gegenwärtige Schrift eben so bestimmt ist, wie die seinige.

Verz

Verbesserungen.

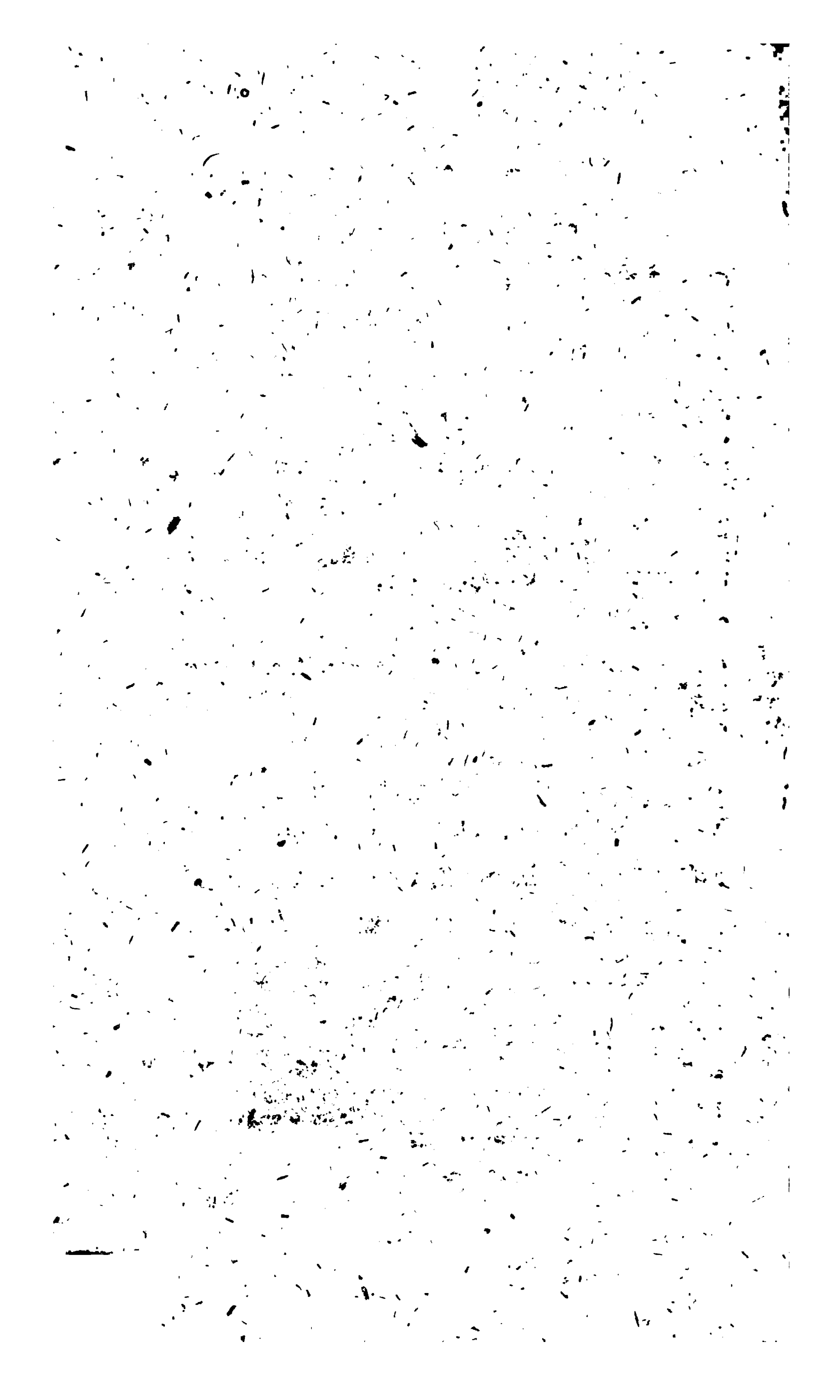
S. 4. Z. 2 statt weniger lies weniger Wärme. S. 11. Z. 1. st. deutlich l. dienlich. S. 23. Z. 11. st. eine l. iene. S. 30. Z. 5. st. ausserordentliche l. ausserordentlich. S. 31. Z. 7. st. Fundamentalstab l. Fundamentalabstand. S. 32. Z. 6. st. eine l. iene. S. 34. Z. 11. st. das l. des. S. 41. Z. 1. st. p l. q. S. 64. Z. 12. st. der l. den. S. 68. Z. 11. st der l. die. Z. 20. st. Leicht, l. Licht. S. 69. Z. vorletzte st. re l. er. S. 97. Z. 13. st. b : (W + L) l. b . (W + L). S. 104. Z. 19. st. Bildung l. Bindung. S. 108 Z. 23. st. absitzen l. absetzen. S. 113. Z. 4. st. nur l. nun. S. 115. Z. 10. st. eine l. iene. S. 119. Z. 7. st. zu nennten l. nennen. S. 123. Z. 25 und 27. st. 2ten l. rten. S. 128. Z. 8. st. Augenblicken l. ersten Augenblicken. S. 133. Z. 7. st.

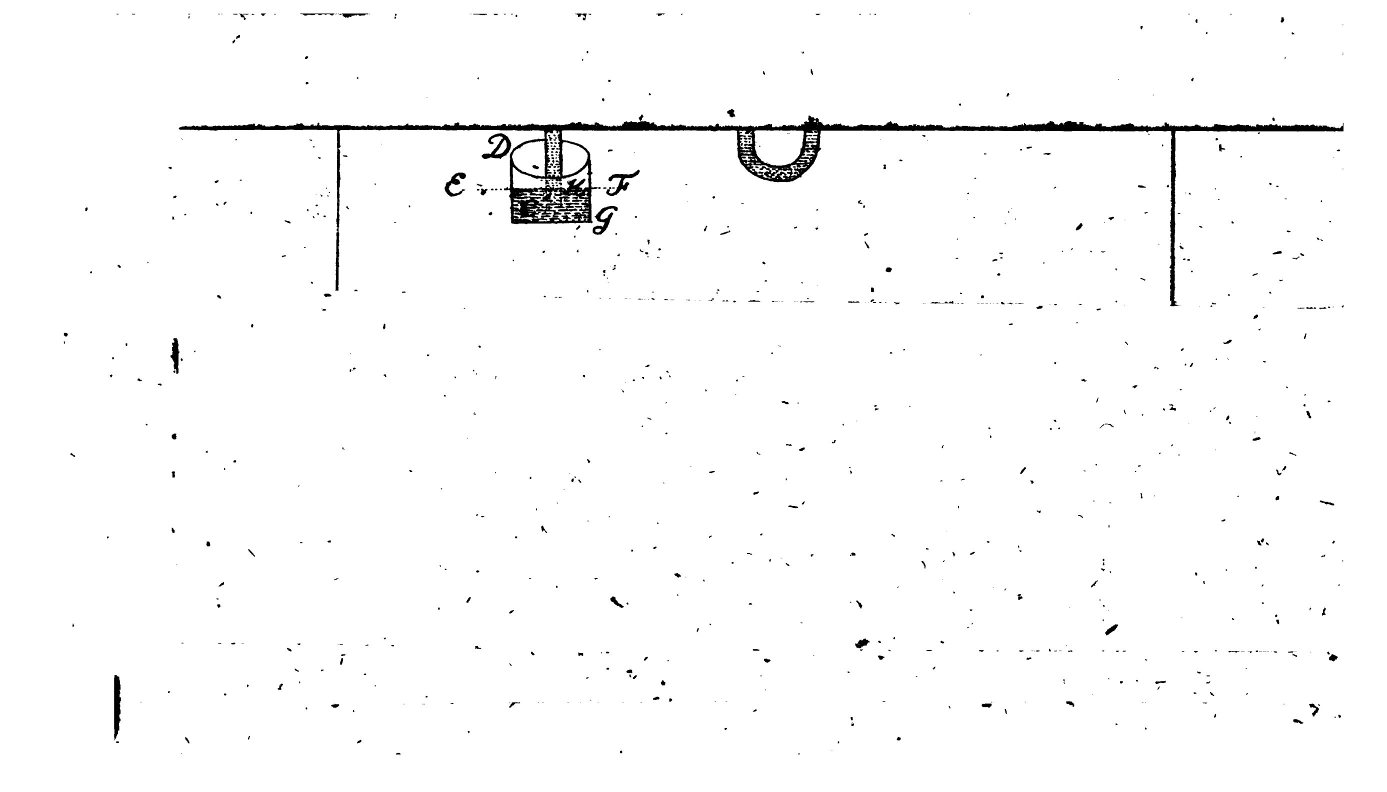
$$2{,}718\ldots\frac{T}{e}\qquad \text{l. } 2{,}718\ldots^{\frac{T}{e}}$$

S. 138. Z. 5, 7 u. 8. st. F l. T. S. 152. Z. 3. von unten st. etwas starke l. die etwas starke. S. 173. Am Ende der Seite setze man hinzu: wofern die Grundfläche in Vergleichung mit der übrigen runden Oberfläche unbedeutend ist. Sonsten ist allgemein

$$\frac{F}{V} = \frac{3{,}14\,\Delta\,.\,(h + \frac{1}{2}\Delta)}{3{,}14\,.\,\frac{1}{4}\Delta^2\,.\,h} = \frac{4\,(h + \frac{1}{2}\Delta)}{\Delta\,.\,h},$$

welches sich in $\frac{4}{\Delta}$ verwandelt, wenn $\frac{1}{2}\Delta$ gegen h unbedeutend ist. S. 174. no, IV. im Zähler st. Δ l. 4 Δ. S. 188. Z. 2. von unten st. B l. A. st. unerhitzte l. erhitzte. S. 192. Z. 8. von unten st. 2. l. stündlich 2. S. 194. Z. 15. st. von dem l. vor dem S. 213. Z. 3. st. mehr l. welche. S. 226. Z. 4. von unten st. weit l. mit. S. 233. Z. 15. st. zugeschoben l. zugeschroben. S. 234. Z. 7. muß k weggestrichen werden. S. 239. letzte Z. hier kann man nach dem Wort ihrer hinzusetzen: (nämlich der Wärmetheile). S. 243. Z. 2. st. Fallrühren l. Fallthüren. S. 262. Z. 17. st. z. l. Z.





D
E
H
F
G